

Tesis Doctoral

Componentes de Alta Energía
en el Medio Interestelar de
Upper-Sco y Ara

por

Jorge A. Combi

Directores: F.R. Colomb y H. Vucetich



FACULTAD DE
CIENCIAS EXACTAS
BIBLIOTECA DEL DEPARTAMENTO
DE FÍSICA

1995

UNLP

A mis hijos

*'Pero daré a conocer lo poco que he aprendido
para que alguien mejor que yo pueda atisbar
la verdad y, en su obra, pueda probar y
criticar mi error. Así, me regocijaré a
pesar de todo de haber sido un medio a través
del cual salga a la luz la verdad'.*

A. Durero

Contenido

1	Procesos físicos asociados a movimientos explosivos del medio interestelar	7
1.1	Introducción	7
1.2	Procesos radiativos	9
1.2.1	Radiación sincrotrón	9
1.2.2	Emisión en presencia de un plasma térmico	14
1.2.3	Radiación- γ difusa	15
1.3	Dinámica del gas interestelar	18
1.3.1	Introducción	18
1.3.2	Tipos de supernovas	18
1.3.3	Evolución de SNR	19
1.3.4	Ondas de choque	20
1.3.5	Transformaciones de similaridad	23
1.3.6	Aplicación a una explosión intensa	23
1.3.7	Shocks hidromagnéticos	26
1.3.8	Aceleración de rayos cósmicos	27
1.3.9	Aceleración de Fermi	27
2	Observaciones y reducción de datos	33
2.1	Introducción	33
2.2	El Radiotelescopio	34
2.3	Observaciones	35
2.4	Los satélites COS B y COMPTON	38

3	La emisión no-térmica en la región de Upper-Sco	41
3.1	Introducción	41
3.2	Resultados	42
3.3	Discusión	48
3.3.1	Comparación con otras observaciones	48
3.3.2	Interpretación	50
3.4	Conclusiones	52
3.5	Referencias	53
4	La naturaleza de la emisión-γ hacia el spur de Upper-Sco	55
4.1	Introducción	55
4.2	Otras observaciones	56
4.3	Interpretación	58
4.4	Discusión	62
4.5	Conclusiones	63
5	Sobre el origen de la emisión-γ en la región de Ara	65
5.1	Introducción	65
5.2	Resultados	66
5.3	Otras observaciones	70
5.4	Una interpretación posible	71
5.5	Discusión	76
5.6	Conclusiones	77
6	Conclusiones	81

Lista de Figuras

1.1	Electrón relativista emitiendo radiación sincrotrón	9
1.2	Representación de la función entre corchetes de la Ecuación 1.2	10
1.3	Espectro de energía de electrones primarios de RC	11
1.4	Superposición de ley de potencia del tipo E^{-p}	13
1.5	Efectos de un plasma térmico sobre el espectro de la radiación sincrotrón. 1) Bremsstrahlung inverso. 2) Efecto Razin-Tsyтовich	15
1.6	Espectro de la radiación- γ galáctica detectada por el COS B	17
1.7	Regiones pre-shock (1) y post-shock (2) de la discontinuidad	21
1.8	Comportamiento de P, T, V y ρ en el interior del SNR	25
1.9	Esquematización de la estructura interna en la vecindad de un shock radiativo	26
1.10	Aceleración de partículas en un shock por mecanismo de Fermi	30
2.1	Representación esquemática del método de observación ‘Nodding-Scan’ . . .	35
2.2	Región observada a 1435 MHz sin el filtrado de fondo	37
2.3	Representación esquemática del COMPTON	39
3.1	Emisión de radio continua a 1435 MHz de SCO OB2 después de la sus- tracción del ‘background’ difuso. Los contornos de las líneas están dados cada 0, 0.1, 0.2,..., 1; 1, 2, 3,...,10; 20, 30,..., 70 K en temperatura de brillo	43
3.2	Componente background sustraído de las observaciones realizadas a 1435 MHz	44
3.3	Emisión de radio continua a 408 MHz de SCO OB2 después de la sustracción del ‘background’ difuso. Los contornos de las líneas están dados cada 1, 2, ...,11; 20, 60,..., 200; 400, 600,1000 K en temperatura de brillo	45
3.4	Componente background sustraído de las observaciones realizadas a 408 MHz	47
3.5	Distribución del índice espectral de la radiación en SCO OB2	48
3.6	Emisión de radio continua a 1435 MHz sin en nivel 0 de Temperatura . . .	49

4.1	1.a) Emisión de radio continua a 1435 MHz. 1.b) Distribución del índice espectral en el US-spur	57
4.2	a) Emisión del CO detectada hacia el US-spur. b) Emisión de rayos- γ detectada por el EGRET	58
4.3	Magnificación en función de la masa detectada hacia el spur	60
4.4	Flujo- γ en función del factor de compresión del shock y el campo magnético pre-shock	61
5.1	Emisión de radio continua a 1435 MHz de Ara después de la sustracción del 'background' difuso. Los contornos de las líneas están dados cada 0.1, 0.2,..., 1; 1, 2, 3,...,10; 12, 14,..., 20 K en temperatura de brillo	67
5.2	Emisión de radio continua a 408 MHz de Ara después de la sustracción del 'background' difuso. Los contornos de las líneas están dados cada 0; 1, 3,..., 11; 20, 25,..., 60; 70, 80,...,200 K en temperatura de brillo	69
5.3	Distribución del índice espectral de la radiación en Ara	70
5.4	a. Mapa de Ara 335-11 a 408 MHz en pasos de 1.5 K. b. Mapa de la misma fuente a 1435 MHz en pasos de 0.06 K. c. Distribución del índice espectral en la fuente calculado entre 408 MHz y 1435 MHz. d. Mapa de la intensidad de rayos- γ de la fuente en pasos de 5×10^{-5} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$	72

Prólogo

En los últimos 20 años nuestro conocimiento acerca de las condiciones físicas que prevalecen en el Medio Interestelar local se ha ido incrementando paulatinamente, gracias a medidas de la radioemisión continua realizadas a frecuencias relativamente bajas, y a la emisión- γ detectada por medio de globos y satélites experimentales. La astrofísica de alta energía de este medio está gobernada por rayos cósmicos (RC) que conforman fundamentalmente protones y en menor porcentaje núcleos de He y electrones. Estas partículas que pueden ser identificadas directamente mediante las lluvias extensivas de partículas secundarias que se producen en la atmósfera terrestre, también pueden ser detectadas indirectamente a través de observaciones de la emisión de radio continua a bajas frecuencias (la cual provee la mejor información sobre la radiación no-térmica) y la detección de emisión- γ difusa.

En 1950 Kiepenheuer sugirió que los electrones eran en efecto la componente electrónica de los RC y que la radiación no-térmica ocurría durante su interacción con el campo magnético interestelar. Sin embargo, recién en 1960 fue posible detectar directamente estas partículas desde la atmósfera terrestre. Los electrones en nuestra galaxia están sujetos a pérdidas Compton inversas en la radiación de fondo cósmica, pero aún es debatible si están confinados al disco galáctico o están contenidos en un halo simétrico respecto del centro galáctico. Aunque otras posibilidades han sido sugeridas, podemos estar seguros que la gran cantidad de energía liberada por una explosión de supernova (SN), juega de un modo u otro, un rol importante en el origen de los electrones de RC.

Por otro lado, en 1952, Hayakawa y Hutchinson predijeron que las interacciones entre RC y gas interestelar producirían radiación- γ y estimaron la intensidad de la emisión- γ galáctica que debería medirse. Ya que se espera que los rayos- γ de alta energía se originen primariamente de interacciones de protones de RC con el gas interestelar, la intensidad de rayos- γ observada para $E \geq 100$ MeV indica claramente que los protones de RC son abundantes en la galaxia. Como los RC que llegan a la tierra pierden toda información direccional en el campo magnético interestelar y en el campo magnético terrestre, esta conexión entre la física de RC, medidas de radio y detección de rayos- γ de alta energía, ha sido un medio excelente para investigar el origen, propagación y confinamiento de estas partículas en el ISM.

El propósito de esta tesis es investigar el comportamiento de las componentes de alta energía en el ISM de dos amplias regiones cercanas al centro galáctico como lo son Upper-Sco y Ara, a través de observaciones recientes realizadas a 1435 MHz, datos previos de

la emisión de radio continua a 408 MHz y la emisión de rayos- γ difusa detectada por los satélites COS B y COMPTON. De esta manera, este trabajo intenta combinar información obtenida previamente sobre el gas interestelar en estas regiones, con información espectral obtenida recientemente de las observaciones que aquí se presentan.

Esta tesis consiste de tres trabajos realizados independientemente entre 1994 y 1995. El lector puede encontrar información adicional directamente en las publicaciones Combi et al. (1995), Combi & Romero (1995) y Combi et al. (1995) o solicitarlos a través de la cuenta de e-mail combi@irma.edu.ar. En el Capítulo 1 se introducen los mecanismos radiativos involucrados en los procesos de emisión asociados a movimientos explosivos originados en el ISM. El Capítulo 2 incluye el método de observación, reducción y tratamiento de los datos del continuo de radio a 1435 MHz, como así también una descripción breve de los satélites de rayos gamma de alta energía. El Capítulo 3 concentra los aspectos observacionales y teóricos concernientes a la emisión no-térmica de la región de Upper-Sco y el Capítulo 4 su relación con la emisión- γ detectada recientemente en esta dirección. El Capítulo 5 trata conjuntamente tanto la emisión no-térmica como la emisión- γ detectada en Ara, y en el Capítulo 6 se resumen las principales conclusiones.

La Plata, Septiembre 20 de 1995.

Referencias

- Combi J.A., Testori J., Romero G.E., Colomb R., 1995, A&A 296, 514
Combi J.A., Romero G.E., 1995, A&A en prensa
Combi J.A., Romero G.E., Vucetich H., 1995, en preparación

Capítulo 1

Procesos físicos asociados a movimientos explosivos del medio interestelar

1.1 Introducción

El estudio del comportamiento del Medio Interestelar (ISM) a gran escala requiere de un profundo conocimiento de los procesos radiativos y la dinámica del gas allí involucrados. Sabemos que el espacio interestelar está formado por gas y polvo (atómico y molecular), los cuales se distribuyen en general en forma irregular. La energía generada en las estrellas es dispersada por el ISM de diferentes modos que pueden ser usados para estudiar las condiciones físicas dentro de él. Material enriquecido con elementos pesados es expulsado desde las estrellas, éste se mezcla con el gas existente y sus condensaciones forman nuevas poblaciones de estrellas, que determinan la evolución de la galaxia.

Cuando una estrella nace, evoluciona y muere, puede producir un gran incremento transitorio de presión en el gas interestelar que la circunda, dando lugar a una rápida expansión exterior o explosión en este medio. Estas explosiones pueden ser conducidas por ejemplo, por fotones ultravioletas, los cuales ionizan y calientan el gas en regiones HII, o por la expulsión de masa de alta velocidad desde una estrella, como puede ser una explosión de SN o una estrella brillante tipo-temprana (T-T), como las OB.

El rango ancho de frecuencias en el cual la radiación cósmica de estos fenómenos puede ser detectada, permite establecer su naturaleza continua. Es sabido que medidas del espectro de frecuencias de este continuo es vital para determinar el origen y naturaleza de la radiación detectada.

La astrofísica de alta energía del ISM está gobernada por partículas de RC. La densidad de energía de estos RC es comparable a la densidad del gas interestelar, del campo magnético, y del campo fotónico interestelar, al menos en la vecindad solar ($\sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$), y es por consiguiente inevitable que los RC jueguen un rol importante en varios procesos interestelares y en nuestro entendimiento de la estructura de la galaxia.

La densidad de energía de RC es grande debido a protones con energías entre 1 GeV y 10^4 GeV (debajo del acodamiento). Los núcleos de He contribuyen un 10 % al flujo de partículas que llegan a la tierra, mientras que los núcleos más pesados y electrones contribuyen en menor porcentaje.

Aunque partículas con energías mayores que 10^{20} eV han sido detectadas, mucho de nuestro conocimiento acerca de los RC está restringido a energías entre 100 MeV y 10^3 GeV por nucleón, ya sea a través de detecciones directas con globos y satélites experimentales o a través de observaciones de rayos- γ de alta energía y emisión de radio sincrotrón originada en interacciones de RC con otros componentes interestelares.

Si bien no hay pruebas concluyentes del origen y confinamiento de los RC, se sabe que al menos los RC electrónicos deben ser de origen galáctico, ya que no pueden sobrevivir a pérdidas Compton inversas en la radiación de fondo cósmica a través del espacio intergaláctico. Sin embargo, no hay consenso sobre este punto para núcleos.

Las observaciones de rayos- γ proveen una herramienta poderosa para el estudio de la distribución de protones y electrones de RC en la galaxia. Por otro lado, la emisión de radio continua de la galaxia a frecuencias bajas es principalmente emisión sincrotrón de RC electrónicos girando alrededor de las líneas del campo magnético galáctico. Observaciones entre 100 MHz y 1400 MHz son más apropiadas para el estudio a gran escala de la distribución de estas partículas, ya que no sufren absorción libre-libre y sólo tienen una contribución térmica pequeña.

En lo que sigue, desarrollaremos con algún detalle los procesos asociados a detecciones indirectas de RC, los cuales involucran emisión del continuo de radio a bajas frecuencias (emisión no-térmica) y emisión de rayos- γ difusa de alta energía. En la Sección 1.2 se discuten las principales características de la radiación emitida por electrones relativistas en un campo magnético \vec{B} , y los efectos de un plasma térmico mezclado o ubicado por delante de la región de emisión. Desarrollos más detallados pueden ser consultados en Ginzburg & Syrovatski (1969) y Ginzburg (1979). En esta misma sección se describen brevemente las principales causas de la emisión- γ difusa galáctica, la cual en el rango de energía entre 50 MeV - 5 GeV muestra interesantes interrelaciones con la emisión en radio. La dinámica del gas interestelar asociada a movimientos explosivos se desarrolla en la Sección 1.3 la cual involucra un tratamiento de la evolución de la onda de choque (de aquí en más 'shock') originada en una explosión de SN, y la aceleración de partículas en el frente mismo, mediante mecanismos estadísticos como el de Fermi de primer orden.

1.2 Procesos radiativos

1.2.1 Radiación sincrotrón

Un electrón relativista que atraviesa una región del espacio donde hay un campo magnético \vec{B} experimenta una fuerza de Lorentz dada por $\vec{F}_L = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}$ que lo hace mover en forma helicoidal alrededor de las líneas de campo y lo induce a emitir radiación electromagnética. La Fig. 1 muestra la situación.

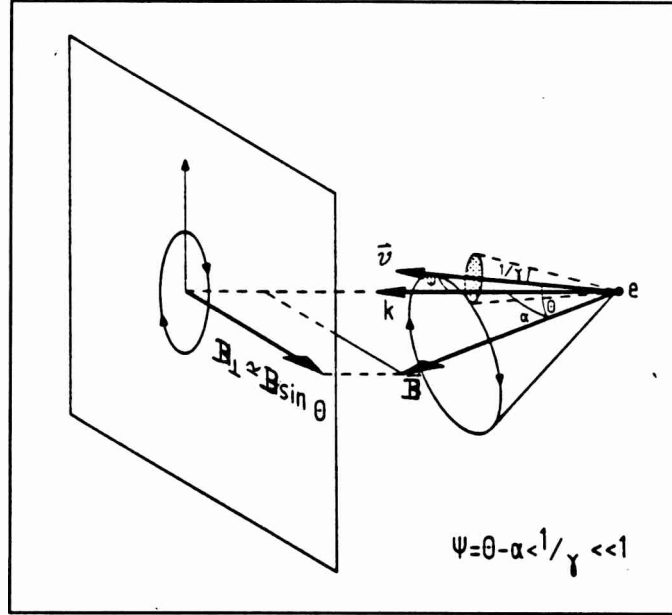


Figura 1.1: Electrón relativista emitiendo radiación sincrotrón

Si el ángulo entre \vec{B} y \vec{v} es θ y la energía del electrón es $E = \gamma m_e c^2$ ($\gamma \gg 1$, $m_e c^2 = 0.511$ MeV), con γ el factor de Lorentz, entonces su giro-frecuencia correspondiente será:

$$\nu_g = \frac{e B_{\perp}}{2\pi \gamma m c}, \quad (1.1)$$

donde $B_{\perp} = B \sin \theta$ es la componente del campo magnético perpendicular a la velocidad del electrón. La radiación está concentrada en un cono de semiángulo igual a $1/\gamma$ alrededor de la dirección instantánea de movimiento. El vector velocidad \vec{v} describe un cono de semiángulo θ con respecto a la dirección del campo magnético \vec{B} . El ángulo ψ entre el vector velocidad \vec{v} y la línea de la visual \vec{k} debe ser menor que $1/\gamma$ para que un observador reciba radiación. La elipse de polarización tiene su eje menor a lo largo de la proyección del campo magnético sobre un plano perpendicular a la línea de la visual. Un observador dentro del haz detectará una sucesión de pulsos de radiación por cada revolución, con una frecuencia de giro dada por $\nu'_g \sim \nu_g \sin^{-2} \theta$. Cuando el electrón es ultra-relativista, los pulsos son tan próximos que forman esencialmente un continuo. Cálculos detallados

(Landau & Lifshitz 1975) muestran que la distribución espectral de la radiación emitida en todas direcciones y polarizaciones por un electrón (computado en término de $1/\gamma$ y solamente válido para el caso en que $\sin\theta \gg 1/\gamma$) es:

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B_{\perp}}{mc^2} \left[\left(\frac{\nu}{\nu_c} \right) \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi \right], \quad (1.2)$$

donde $K_{5/3}(\xi)$ es una función de Bessel modificada. La forma de la función entre corchetes se puede apreciar en la Figura 2.

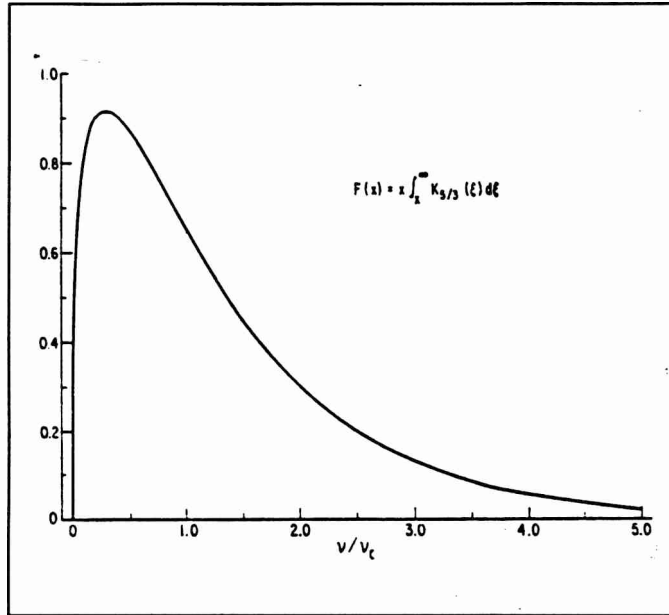


Figura 1.2: Representación de la función entre corchetes de la Ecuación 1.2

Esta figura muestra el espectro sincrotrón de un electrón como una función de $x = \nu/\nu_c$, donde ν_c es la frecuencia crítica definida por:

$$\nu_c = 16.0 \times 10^6 B_{\perp} E^2 \text{ MHz}. \quad (1.3)$$

Aquí B_{\perp} está dado en Gauss y E en GeV. De manera que, la frecuencia de máxima radiación de un electrón es proporcional al cuadrado de su energía. El espectro de la radiación de un ensamble de electrones relativistas será una superposición de la radiación de cada electrón, y por lo tanto función de la distribución de E de los electrones.

La radiación sincrotrón desde una región de \vec{B} uniforme y extensión espacial L será emisión de electrones que tienen esencialmente el mismo ángulo entre \vec{v} y \vec{B} , de manera que el volumen de emisividad sincrotrón debido a una colección de RC electrónicos (potencia por unidad de intervalo de frecuencia por unidad de volumen y por unidad de ángulo sólido) estará dado por:

$$\epsilon(\nu) = \int P(\nu) N(E) dE, \quad (1.4)$$

donde $P(\nu)$ es la potencia total radiada por unidad de intervalo de frecuencia por un electrón [Ec. 1.2], y $N(E) dE$ es la densidad numérica de RC electrónicos con energía entre $E_1 < E < E_2$. Los RC de protones de alta energía tienen una distribución de ley de potencia y se cree que los RC de electrones también satisfacen una relación de este tipo, aunque la modulación de los efectos del viento solar (los cuales tienden a expulsar hacia afuera a los RC que tratan de entrar al sistema solar) se hace más problemático para ellos, al menos a bajas energías. El espectro de energía diferencial de RC electrónicos (observado primero por Earl 1961) se muestra en la Figura 1.3.

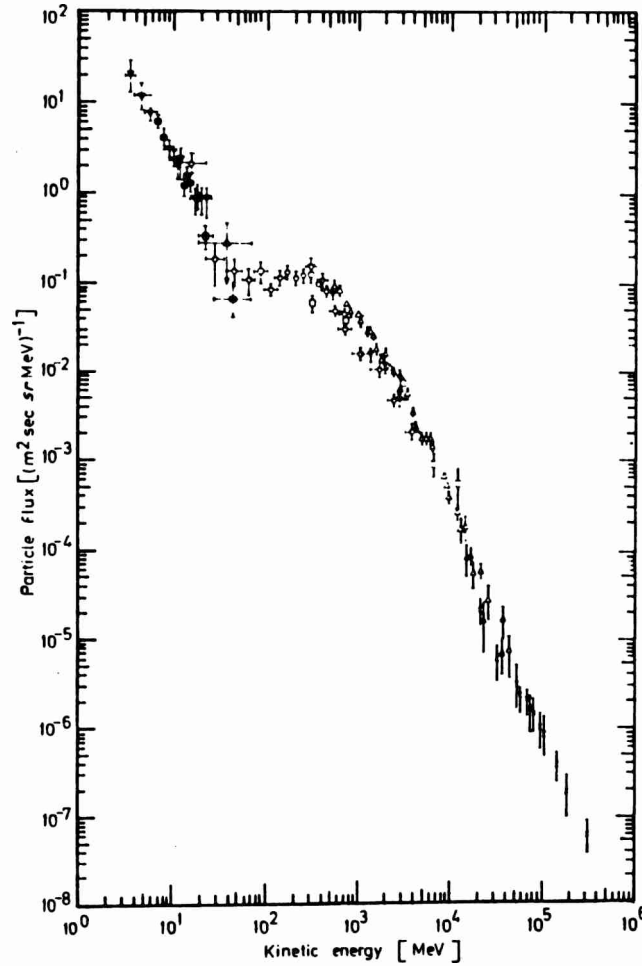


Figura 1.3: Espectro de energía de electrones primarios de RC

Este espectro es bien representado por las siguientes aproximaciones: $E^{-1.75}$ para energías entre 3 MeV y 20 MeV; 1×10^{-5} para energías entre 30 MeV y 300 MeV; $E^{-1.6}$ para 0.5 GeV y 3 GeV, y por $E^{-2.6}$ para 3 GeV y 300 GeV (Fanselow 1969). Por lo tanto,

existe empíricamente una buena razón para adoptar una distribución de la forma:

$$N(E)dE = N_0 E^{-p} dE, \quad (E_1 < E < E_2) \quad (1.5)$$

El espectro de protones es paralelo al espectro de electrones de alta energía (3 GeV- 300 GeV) con un desplazamiento hacia la derecha de un factor de 20 aproximadamente en energías.

Si un haz de radiación de intensidad I_0 pasa a través de una nube absorbente de profundidad L , la intensidad de radiación cuando deja la nube es:

$$I_0(\nu) = I_0 e^{-\tau(\nu)}, \quad (1.6)$$

donde $\tau(\nu)$ es la profundidad óptica dada por $\tau(\nu) = \int_0^L \alpha(\nu) dx$ y $\alpha(\nu)$ es el coeficiente de absorción por unidad de longitud en la nube. Pero este absorbente también emite radiación y el coeficiente de emisión es $\epsilon(\nu)$ el cual se define como la cantidad de energía por unidad de volumen de material emitido por segundo y por unidad de ángulo sólido en el rango ν y $\nu + d\nu$ (o sea la Ec. 1.4). La intensidad total $I(\nu)$ emitida por una columna de gas de sección eficaz con unidad de área y longitud L es entonces:

$$I(\nu) = \int_0^L \epsilon(\nu) e^{-\alpha(\nu)x} dx. \quad (1.7)$$

Si consideramos ahora la emisión de un conjunto homogéneo e isótropo de electrones con una distribución de energía por unidad de volumen $N(E)dE$ en el intervalo E y $E + dE$, los cuales están embebidos en un campo magnético homogéneo \vec{B} , obtenemos una intensidad total específica dada por:

$$I(\nu) = L\epsilon(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B_{\perp} L}{4\pi mc^2} \int_0^{\infty} \frac{\nu}{\nu_c} N(E) \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi dE, \quad (1.8)$$

donde L es el tamaño lineal de la región de emisión. De acuerdo con el espectro observado [Ec. 1.5] para los RC:

$$I(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 L}{8\pi mc^2} \left(\frac{3e}{4\pi m^3 c^5} \right)^{(p-1)/2} N_0 B_{\perp}^{(p+1)/2} \nu^{(1-p)/2} a(p), \quad (1.9)$$

con $a(p)$ una función que varía lentamente con p (una tabla de valores numéricos puede ser consultada en Melrose 1980). Introduciendo $p = 1 - 2\alpha$, se tiene una ley de potencia para la emisión espectral, tal como se observa:

$$I(\nu) \propto \nu^{\alpha}, \quad (1.10)$$

donde α es el índice espectral de la radiación.

Como el espectro de cada electrón individual es una ley de potencia, una superposición de electrones producirán una superposición de ley de potencia como la de la Figura 4.

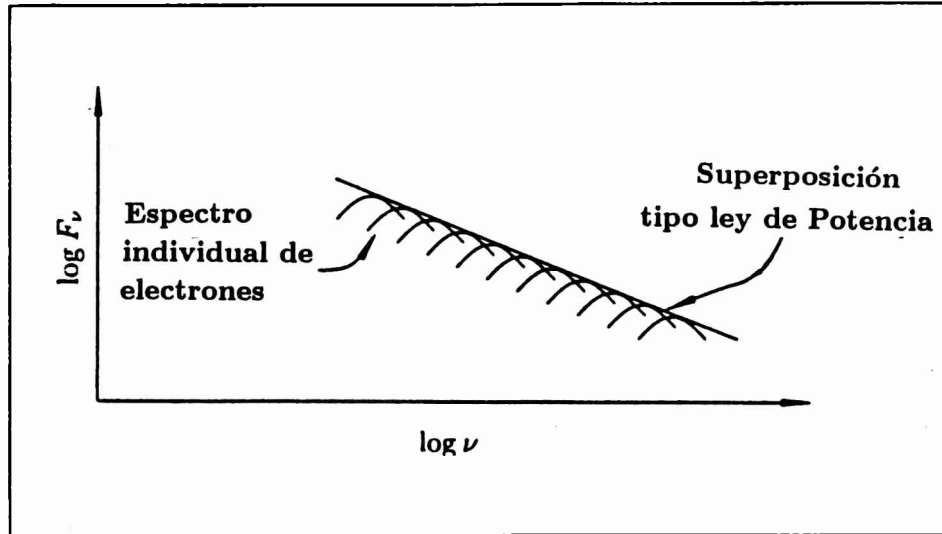


Figura 1.4: Superposición de ley de potencia del tipo E^{-p}

Aquí vemos la dependencia con la frecuencia $\nu^{(1-p)/2}$ de la radiación sincrotrón asociada con una superposición de ley de potencia del tipo E^{-p} de electrones con factor de Lorentz γ .

Un espectro no-térmico el cual tiene valores típicos entre $\nu^{-0.5}$ ó $\nu^{-1.3}$ será contrastado con un espectro térmico (bremsstrahlung) el cual se presentará más achatado (ya que declina sólo como $\nu^{-0.1}$) cuando ambas fuentes de radiación permanezcan ópticamente finas ($\tau \ll 1$).

El espectro de radiofuentes extendidas a menudo tienen un índice espectral constante dado por:

$$\alpha = d(\log S)/d(\log \nu), \quad (1.11)$$

sobre un ancho rango de frecuencias.

Para un conjunto de electrones con un ángulo isotrópico entre \vec{v} y \vec{B} en un campo magnético uniforme \vec{B} , las contribuciones de ángulos positivos y negativos se cancelará y la polarización resultante será lineal, con el ángulo de posición del campo eléctrico perpendicular a la proyección del campo magnético sobre el plano del cielo (ver Fig. 1).

El grado de polarización de la radiación depende del índice de la ley de potencia y está dado por (Legg & Westfold, 1968):

$$\Pi = \frac{p+1}{p+7/3}. \quad (1.12)$$

Para valores típicos de $p \sim 2-4$ se obtiene un alto grado de polarización lineal de $\Pi \approx 0.7$.

La intensidad $I(\nu)$ de la radiación y la densidad de flujo¹ $S(\nu)$ se relacionan por:

$$S(\nu) = \int I(\nu) d\Omega, \quad (1.13)$$

¹La densidad de flujo se mide en Janskys (Jy), siendo $1\text{Jy} = 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$

donde $d\Omega$ es un elemento de ángulo sólido. Ya que en radioastronomía se suele relacionar la densidad de flujo con la temperatura de un cuerpo negro que radia una intensidad $I(\nu)$ por medio de la ley de Rayleigh-Jeans, entonces:

$$S(\nu) = \frac{\pi k_B \nu^2 \theta_s^2 T_B}{2c^2}, \quad (1.14)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann y θ_s es el tamaño angular de la región de emisión.

1.2.2 Emisión en presencia de un plasma térmico

Los procesos descriptos en la sección anterior ocurren en el vacío. Si un plasma térmico (electrones no relativistas con densidad numérica n) está presente en la región de emisión, o entre la región de emisión y el observador, la intensidad de la radiación sincrotrón y el grado de polarización pueden ser suprimidos. Varios resultados derivados de la radiación sincrotrón en un plasma son sólo válidos para frecuencias que son grandes comparadas con la girofrecuencia ($\nu \gg \nu_g$), y también grandes comparados con la frecuencia del plasma ($\nu \gg \nu_p$ definida más abajo) (Ginzburg, 1976). Dos de los procesos más interesantes son el Bremsstrahlung inverso y el efecto Razin-Tsytoovich los cuales trataremos brevemente a continuación.

En el Bremsstrahlung inverso, la profundidad óptica para la absorción libre-libre se vuelve importante a bajas frecuencias. Si el gas térmico tiene una longitud l , una temperatura electrónica T_e y está situado por delante del observador, el espectro sincrotrón aparente variará como (Melrose 1980):

$$I(\nu) \propto \nu^\alpha \exp\{-(\nu/\nu_{pu})^{-2.1}\}, \quad (1.15)$$

donde ν_{pu} es la frecuencia de un plasma uniforme ($\tau \sim 1$) dada por:

$$\nu_{pu} \approx 0.3 \{ [T_e/K]^{-1.35} [n/\text{cm}^{-3}]^2 [l/\text{pc}] \}^{1/2} \text{ GHz}. \quad (1.16)$$

El comportamiento de la radiación se puede apreciar en la curva 1 de la Figura 4.

En el efecto Razin-Tsytoovich, el material que emite la radiación sincrotrón y el gas térmico están uniformemente mezclados. De manera que el espectro sincrotrón aparente variará como:

$$I(\nu) \propto \nu^{\alpha+2.1} [1 - e^{-(\nu_{pu}/\nu)^{2.1}}]. \quad (1.17)$$

La presencia del plasma térmico en la región de emisión también significa que el índice de refracción del medio es menor que la unidad y la velocidad de fase de ondas electromagnéticas es mayor que c . El resultado será que la radiación sincrotrón estará suprimida a frecuencias en donde el índice de refracción sea significativamente menor que 1. La consecuencia es un cutoff a bajas frecuencias cerca de:

$$\nu_R = \frac{4cne}{3B_\perp} = \frac{2\nu_p^2}{3\nu} \sim 2 \times 10^{-5} \frac{n}{B_\perp} \text{ MHz}, \quad (1.18)$$

donde B_\perp está en Gauss, n en cm^{-3} , y $\nu_p = \left(\frac{ne^2}{\pi m} \right)^{1/2}$ es la frecuencia del plasma.

La curva 2 de la Figura 5 grafica el comportamiento de la emisión sincrotrón cuando este efecto se hace importante.

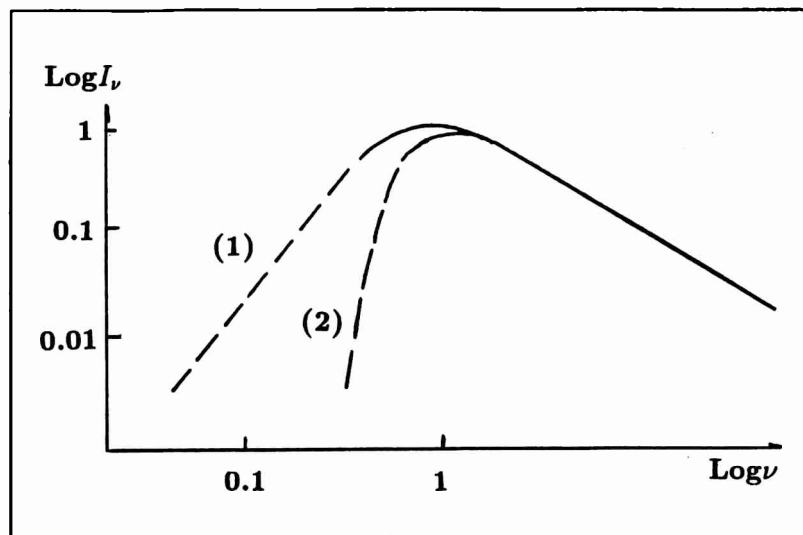


Figura 1.5: Efectos de un plasma térmico sobre el espectro de la radiación sincrotrón. 1) Bremsstrahlung inverso. 2) Efecto Razin-Tsytovich

1.2.3 Radiación- γ difusa

Los rayos- γ son de particular interés desde el punto de vista astrofísico ya que son producidos por RC de partículas que transportan una gran cantidad de energía. La radiación de rayos gamma (RG) de alta energía ($50 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 10 \text{ GeV}$) se origina de las interacciones de RC con el gas y fotones del medio interestelar (materia interestelar difusa). La transferencia radiativa en astronomía de RG es relativamente simple, ya que la galaxia es transparente a RG con energía $\sim 10^{14} \text{ eV}$.

La intensidad, espectro y variaciones espaciales pueden ser usados como trazadores de la densidad del gas interestelar y el flujo de partículas energéticas (Strong et al. 1988, Bloemen et al. 1989). La presencia de un acelerador de RC como suelen ser los vientos estelares supersónicos y/o los remanentes de supernovas (SNR), y un blanco como densas nubes moleculares, crean condiciones favorables para la producción de rayos- γ en estas regiones (Montmerle 1979, Casé y Paul 1980, Volk 1983). Para que una nube interestelar pueda convertirse en una fuente de RG es necesario que sea penetrada por RC, lo cual no ocurre del mismo modo para todas las partículas. Como las pérdidas de energía juegan un rol importante en el proceso de emisión, las partículas de baja energía tendrán un comportamiento diferente que el de las partículas de alta energía. Los mecanismos de producción de RG difusos relacionados a la interacción de RC con el ISM son bien conocidos y han sido descriptos en detalle por un gran número de autores (ver por ejemplo: Fazio 1967, Stecker 1972, Chupp 1976 y Dermer 1986). Los procesos de producción de RG

difusos más importantes para el rango entre 50 MeV - 10 GeV, que son de particular interés en esta tesis son, el decaimiento π^0 , el bremsstrahlung electrónico y el scattering Compton inverso (SCI), de los cuales se da una breve descripción a continuación.

La emisividad de RG por unidad de volumen es denotada por Q_γ y la emisividad por átomo de H por $\epsilon_\gamma = Q_\gamma/4\pi n$ (fotones $\text{H}^{-1}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$) donde n es la densidad numérica de átomos de hidrógeno (en el caso de gas ionizado, núcleos de H).

(a) Interacciones Nucleares. Las interacciones nucleares entre RC y núcleos del gas interestelar conduce a través de varios decaimientos en cadena a la producción de mesones π^0 , los cuales decaen rápidamente ($\sim 10^{-16}$ segundos) con una probabilidad de casi el 100 % en dos cuantos gamma ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$). En un sistema de laboratorio astrofísico este proceso puede ser iniciado por protones energéticos que chocan con fotones ópticos o de radio (fríos) de baja energía. El proceso base es:

$$\nu_{\text{o/r}} + p \rightarrow p + \pi^0, \quad (1.19)$$

y se lo conoce como producción de fotomesones. Cuando la energía de los protones es suficientemente alta, la producción de mesones puede ocurrir en interacciones del tipo $p-p$ y $p-\alpha$. Hay numerosos modos por el cual los mesones π^0 pueden ser producidos, este problema ha sido tratado en detalle por Stecker (1971). La gran cantidad de mesones π^0 es fundamentalmente producida por RC de protones con energía cinética entre 16 eV y unos pocos GeV. Cada cuanto γ tiene una $E_\gamma = m_{\pi^0}c^2/2 = 68$ MeV en el marco en reposo del mesón (m_{π^0} = masa del mesón), la cual se transforma en una distribución ancha de energía centrada en ~ 68 MeV en el sistema de referencia del observador. A energías de RG por encima ~ 1 GeV, la forma del espectro del decaimiento de RG converge al espectro de RC de protones con energías de unos pocos GeV (ver Figura 1.6).

Más específicamente, si el espectro de energía diferencial de los protones de RC es un espectro de ley de potencia del tipo:

$$I_p(E_p) = K_p E_p^{-\Gamma}, \quad (1.20)$$

donde K_p es el factor de normalización. Entonces el espectro de emisividad diferencial del decaimiento π^0 de rayos- γ converge a un espectro de ley de potencia similar, dado por:

$$Q_\gamma(E_\gamma) \propto n K_p E_\gamma^{-\Gamma}, \quad (1.21)$$

donde n es la densidad del blanco, o sea el gas nuclear.

(b) Bremsstrahlung electrónico. La dispersión coulombiana de RC electrónicos sobre núcleos y electrones del gas interestelar conduce a la producción de bremsstrahlung de rayos- γ . A una E_γ particular, la emisión de bremsstrahlung se origina predominantemente de aquellos RC electrónicos que tienen E_e tal que $E_e \approx 3E_\gamma$. El espectro de emisividad de rayos- γ puede ser escrito (Bloemen 1989) como:

$$Q_\gamma(E_\gamma) \propto n I_e(> E_\gamma)/E_\gamma, \quad (1.22)$$

así para un espectro electrónico de ley de potencia de la forma:

$$I_e(E_e) = K_e E_e^{-\Gamma}, \quad (1.23)$$

el espectro producido es un espectro tipo ley de potencia similar:

$$Q_\gamma(E_\gamma) \propto n[K_e/(\Gamma - 1)]E_\gamma^{-\Gamma}, \quad (1.24)$$

donde n es la densidad del gas.

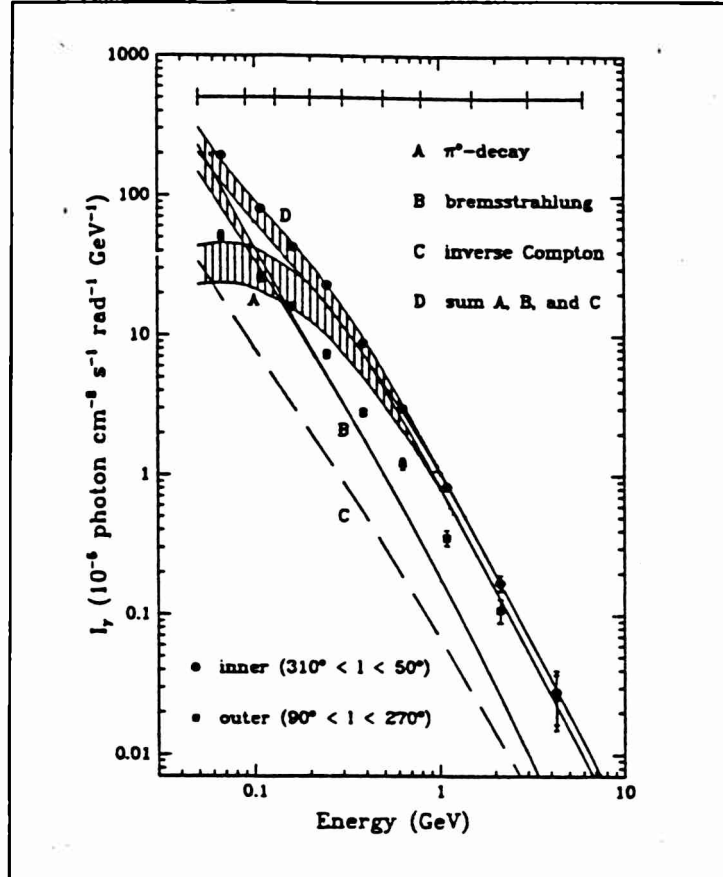


Figura 1.6: Espectro de la radiación- γ galáctica detectada por el COS B

(c) **Scattering Compton Inverso (SCI).** La dispersión de RC electrónicos de alta energía ($E_e > 10$ GeV) por fotones débiles de $E_{ph} \ll m_e c^2$ (fundamentalmente fotones ópticos e infrarojos y la radiación de fondo de 2.7 K) conduce a la producción de rayos- γ por SCI. Si los electrones tienen un espectro de ley de potencia del tipo:

$$I_e(E_e) = K_e E_e^{-\Gamma}, \quad (1.25)$$

entonces la emisividad SCI tiene un espectro de ley de potencia aproximado, de la forma:

$$Q_\gamma(E_\gamma) \propto n_{ph} \langle \varepsilon \rangle^{\frac{\Gamma-1}{2}} K_e E_\gamma^{-\frac{-(\Gamma+1)}{2}}, \quad (1.26)$$

donde $\langle \varepsilon \rangle$ y n_{ph} son la energía promedio del blanco de fotones y su densidad numérica respectivamente. Para las energías de rayos- γ de interés aquí, la energía media del cuanto

γ producido es $\langle E_\gamma \rangle \approx \frac{4}{3}\gamma^2 \langle \epsilon \rangle$, donde $\gamma = E_e/m_e c^2$. De lo visto hasta ahora unas pocas observaciones generales pueden ser realizadas basadas en la discusión anterior.

Primero, el espectro de emisividad Q_γ de los tres procesos de producción de rayos- γ es proporcional a la densidad de RC (en cierto rango de energía) y a la densidad del gas o densidad fotónica. Segundo, la importancia relativa de los procesos de emisión es una función fuerte de E_γ . El cambio más importante ocurre ~ 100 MeV, que es evidente en la Fig. 5. Las contribuciones relativas de los procesos de bremsstrahlung y SCI se incrementan con el decrecimiento de la E ya que ellos tienen un fuerte espectro de emisividad tipo ley de potencia, mientras el espectro del decaimiento π^0 muestra las características de protuberancia. Sumado a esto, de la figura anterior podemos apreciar que para $E_\gamma \geq 1$ GeV se puede esperar un incremento de importancia de la emisión SCI. La razón de esto es que la emisividad SCI sigue aproximadamente una ley de potencia del tipo E_γ^{-2} (al menos en la vecindad del sol donde el conocimiento del espectro de electrones de alta energía está limitado a $\Gamma \approx 2-4$ para $E_e \geq 100$ GeV) mientras que las emisividades del decaimiento π^0 y el bremsstrahlung son ambos proporcionales a $E_\gamma^{-2.7}$ ($\Gamma \approx 2.7$ para el espectro de electrones en el ISM con energías de pocos GeV y para el espectro de protones con energías mayores que 10 GeV).

1.3 Dinámica del gas interestelar

1.3.1 Introducción

Las supernovas y los remanentes de supernovas (SNR) juegan un papel central en la dinámica del gas interestelar. El final de estrellas masivas como SN produce estrellas de neutrones y púlsares, sintetizando elementos pesados (a través de la reacción $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$), e inyecta energía en el ISM. Esta energía puede mantener los movimientos turbulentos de las nubes, calentar una gran fracción del volumen de la galaxia, y acelerar partículas. Los SNR con sus shocks pueden también generar RC y comprimir nubes, dando lugar quizás al comienzo de otro ciclo en la formación estelar. En esta sección, daremos una breve descripción de los tipos generales de SN y su evolución como remanentes, para lo cual resolveremos analíticamente el movimiento de éstos en la fase adiabática. En las próximas secciones estudiaremos la dinámica del gas en el frente del shock y los procesos de aceleración allí involucrados.

1.3.2 Tipos de supernovas

Las SN pueden clasificarse principalmente en dos tipos, sobre la base de evidencia espectroscópica. Las SN del tipo I (SN I) son aquéllas cuyo espectro óptico cerca del máximo de luz no muestra líneas de H, en cambio las del tipo II (SN II) incluyen líneas de emisión fuertes y anchas de H. Las líneas H y K del CaII pueden ser identificadas tentativamente en ambos tipos. Las velocidades de expansión van desde 10.000 Km/s a 4.000 Km/s para las del tipo I y II respectivamente. En el máximo de luz, ambos tipos muestran un continuo

con una suma de líneas registradas en los finales de su curva de luz, el continuo en las SN I desaparece dando lugar a un complejo de líneas alrededor de 4600 \AA , probablemente Fe II. Hoyle y Fowler (1960) sugirieron dos orígenes para las explosiones de SN. Las SN I se originan probablemente en la ignición de material degenerado en el núcleo de estrellas de masa intermedia como las enanas blancas. Las estrellas más masivas del tipo OB, con núcleos no degenerados, son el sitio de explosiones de SN II, que resultan del proceso de implosión-explosión. Las SN II están distribuidas inhomogéneamente dentro de galaxias espirales, y muestran una fuerte tendencia a estar concentradas hacia los brazos espirales. Shklovskii (1960a) y Tinsley (1975, 1977) concluyeron de ésto que los precursores de SN II deberían ser estrellas jóvenes de gran masa (del tipo O ó B) sobre su secuencia principal. La cota inferior de estas masas es de $\sim 6 M_{\odot}$, y su tiempo de vida es $\sim 3 \times 10^7$ años.

Las dificultades en la identificación de remanentes de SN del tipo I y II terminaron con el estudio basado en sus abundancias. Los SNR ricos en oxígeno son el resultado de SN II, y en particular de progenitores con masas por encima de $25 M_{\odot}$ o más. Otro punto que parece estar claro es que ningún remanente muestra cantidades de Fe, de las que uno podría esperar si ésta resulta de la conversión de la mitad del Fe en una enana blanca.

1.3.3 Evolución de SNR

Los detalles internos de la explosión de una estrella son complejos y poco entendidos al presente. Sin embargo, un estudio aproximado puede hacerse si ignoramos todas las complicaciones, y consideramos que en la explosión se depositan $\sim 10^{51}$ ergs en forma de energía cinética (de material eyectado) en forma esféricamente simétrica en el ISM. Si las colisiones binarias forman el único acoplamiento entre el material eyectado y el material interestelar, éste lo penetra sin problemas, calentándolo, ya que el camino libre medio para la colisión de partículas individuales es del orden de parsecs. Sin embargo, si bien las ondas de choque frecuentemente se forman bajo circunstancias similares, el acoplamiento no es vía colisiones binarias sino a través del campo magnético. La energía del campo no es en ninguna parte suficiente como para desacelerar el material eyectado supersónicamente. Pero puede efectivamente transmitir el impulso del material eyectado al ISM, formando una onda de choque que no colisiona. En la evolución de un SNR se pueden distinguir cuatro fases diferentes:

Fase I: (Expansión libre) El material eyectado comienza a barrer el material interestelar, conduciendo una onda de choque en el ISM y calentándolo a muy alta temperatura. Aquí el material interestelar tiene un efecto muy pequeño dado su baja densidad y la velocidad de expansión de la envoltura es aproximadamente constante en el tiempo. Esta fase termina cuando la masa de gas barrida por el shock al expandirse iguala a la masa inicial M_0 liberada por la estrella ($M_0 = \frac{4}{3}\pi R^2 \rho_0$, donde R es el radio del shock y ρ_0 es la densidad del material barrido).

Fase II: (Adiabática) La expansión de la masa detrás del shock está determinada principalmente por la cantidad de gas interestelar barrido, pero la energía de este gas será constante, entonces en esta etapa, la radiación es despreciable. Esta condición es válida desde aproximadamente 100 años hasta el momento en el que el enfriamiento radiativo es

de interés $\sim t \approx 2 \times 10^4 - 5 \times 10^4$ años.

Fase III: (Isotérmica) En esta fase el enfriamiento radiativo se hace importante, ya no se conserva la energía, sino el impulso y el shock se hace isotérmico. El movimiento hacia afuera del shock es mantenido no por la energía térmica almacenada, la cual es rápidamente radiada, sino por el impulso de los gases en expansión.

Fase IV: (Disipación) El shock desaparece cuando la velocidad de expansión cae por debajo de la velocidad local del sonido, y el remanente desaparece en el ISM. Se piensa que esto ocurre $\sim 10^6$ años.

En la sección siguiente, analizaremos las características de la evolución de la onda de choque en el SNR fundamentalmente en la fase adiabática, para la cual resolveremos el problema usando un análisis dimensional para movimientos autosimilares.

1.3.4 Ondas de choque

Antes de investigar el movimiento de RC en el shock, se debe analizar la estructura del fluido en el frente mismo. Este tratamiento se describe en detalle en Landau y Lifshitz (1960). Cuando la velocidad de un fluido en movimiento resulta comparable con la del sonido o la supera, resultan de importancia fundamental algunos efectos debidos a la compresibilidad del fluido. El flujo de un gas es totalmente diferente en cuanto a su naturaleza, según sea subsónico o supersónico. Una de las características distintivas más importantes del flujo supersónico es el hecho de que en él pueden producirse los shocks. Un shock es una superficie de discontinuidad a lo largo de la cual hay un flujo de masa, impulso y energía estacionario. Por supuesto que ningún shock es verdaderamente estacionario o discontinuo y todo lo que requerimos es que la distancia sobre la cual las variables del flujo varían, la profundidad del shock, sea mucho menor que las escalas correspondientes a la cabeza y por detrás del shock. La estructura del fluido es determinada por el requerimiento que el flujo de masa, impulso y energía sean continuos a lo largo del frente del shock.

Consideremos aquí las propiedades de tal shock, idealizado como una perturbación unidimensional que se propaga a través de un medio homogéneo con una velocidad V_{sh} . Si la dirección de movimiento es según el eje x , todas las cantidades serán funciones de x y t solamente. Es más conveniente analizar la situación en un marco de referencia que viaja con la velocidad V_{sh} (adosado al shock), pues en este marco el flujo es estacionario y todas las cantidades son funciones de x solamente. El material no perturbado (región pre-shock) entra al shock a través del plano x_1 como se ve en la Figura 1.7, donde su velocidad, densidad y temperatura son v_1, ρ_1, T_1 respectivamente. Del otro lado del frente (región post-shock), las cantidades correspondientes son v_2, ρ_2 y T_2 .

Como la transición en el shock ocurre en una capa muy fina de longitud l , el tiempo requerido por el fluido para atravesarla será pequeño comparado con el tiempo requerido para que las condiciones externas cambien apreciablemente. El gas de la región pre-shock se precipita hacia el frente desde el lado derecho y sufre una súbita compresión y desaceleración convirtiéndose en gas de la región post-shock. Si se ignoran las estructuras sobre la escala de l , podemos aproximar la transición en el shock como un salto discontinuo.

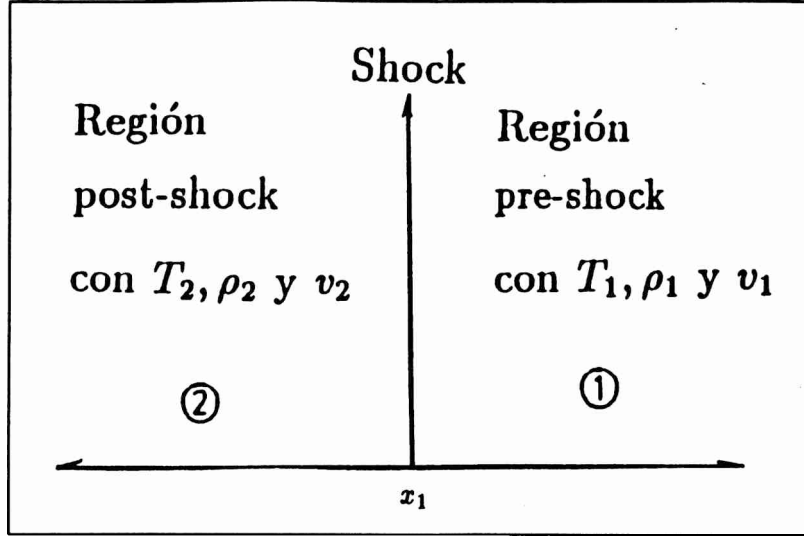


Figura 1.7: Regiones pre-shock (1) y post-shock (2) de la discontinuidad

Sobre escalas mucho mayores que l , podemos ignorar la viscosidad y la conducción del calor a través de la discontinuidad. Las propiedades a gran escala de un shock en un gas perfecto, con campo magnético nulo, son medidas por las tres razones v_2/v_1 , ρ_2/ρ_1 y p_2/p_1 . Estas razones son determinadas en términos de las condiciones a la cabeza del shock (es decir, la región pre-shock caracterizada por las variables v_1, ρ_1 y p_1), por tres relaciones o condiciones de salto conocidas como relaciones de Rankine-Hugoniot, las cuales relacionan a las cantidades físicas de cada lado del frente y resultan de la conservación de la masa, el momento y la energía. Analicemos el caso de un shock adiabático. En este caso si v_1 (v_2) es la componente normal de la velocidad del fluido (en el marco en el cual el shock es estacionario) en la región pre-shock (postshock) y sean la densidad, la energía interna por unidad de masa, presión y entalpía por unidad de masa ρ , E_{int} , p y h respectivamente. La continuidad del flujo de masa, momento y energía implica que:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \equiv j, \quad (1.27)$$

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2, \quad (1.28)$$

$$h_1 + \frac{1}{2} v_1^2 = h_2 + \frac{1}{2} v_2^2, \quad (1.29)$$

donde j designa la densidad de flujo másico en la superficie de discontinuidad. Estas ecuaciones dan condiciones en la región post-shock si conocemos las condiciones en la región pre-shock. En la Ec. 1.29, h en ambos lados es la entalpía específica dada por $h = E_{\text{int}} + PV$. Deduciremos ahora una serie de relaciones que resultan de las condiciones anteriores. Usando los volúmenes específicos:

$$V_1 = 1/\rho_1, \quad V_2 = 1/\rho_2, \quad (1.30)$$

obtenemos a partir de la Ec. (1.27) que

$$v_1 = jV_1, \quad v_2 = jV_2, \quad (1.31)$$

entonces sustituyendo en la Ec. (1.28)

$$p_1 + j^2 V_1 = p_2 + j^2 V_2, \quad (1.32)$$

y finalmente:

$$j^2 = (p_2 - p_1)/(V_1 - V_2). \quad (1.33)$$

Esta fórmula junto con la Ec. (1.31) relaciona la variación de propagación respecto al tiempo de un shock con las presiones y densidades del gas en ambas caras de la superficie. Escribiendo a la Ec. (1.29) en la forma:

$$h_1 + 1/2 j^2 V_1^2 = h_2 + 1/2 j^2 V_2^2, \quad (1.34)$$

y sustituyendo j^2 de la Ec. (1.33) obtenemos:

$$h_1 - h_2 + 1/2(V_1 - V_2)(p_1 + p_2) = 0. \quad (1.35)$$

Estas relaciones son válidas entre las magnitudes termodinámicas en ambas caras de la superficie de discontinuidad. Para valores dados de p_1 y V_1 , la Ec. (1.35) da la relación entre p_2 y V_2 . Esta relación se denomina 'adiabática del choque' o 'adiabática de Hugoniot'.

La entalpía de un gas perfecto satisface la relación (Landau & Lifshitz 1960):

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{kT}{m}, \quad (1.36)$$

sustituyendo esta expresión en 1.35, obtenemos después de una simple transformación:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{(\gamma + 1)p_1 + (\gamma - 1)p_2}{(\gamma - 1)p_1 + (\gamma + 1)p_2}. \quad (1.37)$$

Utilizando esta expresión las condiciones de salto toman la forma simple:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_1^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad (1.38)$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{2}{\gamma + 1} \frac{1}{M_1^2}, \quad (1.39)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[(\gamma + 1) + 2(M_1^2 - 1)][(\gamma + 1) + (\gamma - 1)(M_1^2 - 1)]}{(\gamma + 1)^2 M_1^2}, \quad (1.40)$$

donde v_1/v_2 es la razón de compresión y $M_1 = v_1/c_1$ es el número de Mach pre-shock. El número de Mach M_2 viene dado en función de M_1 por:

$$M_2^2 = \frac{2 + (\gamma - 1)M_1^2}{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}. \quad (1.41)$$

Nótese que la razón de compresión y la razón de presión tienden a la unidad cuando $M \rightarrow 1$, y en este caso no habrá shock.

Cada fase en la evolución de un SNR se puede estudiar aplicando una solución hidrodinámica diferente. En lo que sigue veremos como encontrar la solución para la fase adiabática, la cual puede hallarse usando un análisis dimensional para movimientos autosimilares (Sedov 1959). Este método matemático se aplica para simplificar la resolución de las ecuaciones de la dinámica de gases reduciéndolas a un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias. Por lo tanto, tiene muchas aplicaciones en dinámica de gases y es de gran interés astrofísico.

1.3.5 Transformaciones de similaridad

En los movimientos autosimilares, las distribuciones de las variables de flujo permanecen siempre semejantes a ellas mismas con la variación del tiempo, y sus variaciones pueden describirse como cambios de escala. Una variable de semejanza es en general de la forma $\xi = xt^\alpha$, con α constante. Si se grafican las distribuciones de las variables de flujo usando como abscisa no x sino ξ se obtendrá una figura 'congelada'. Es bien conocido que las ecuaciones de la dinámica de gases admiten transformaciones de similaridad, o sea que son posible diferentes flujos similares entre sí, de los cuales se derivan unos de otros las escalas básicas de longitud, tiempo y masa.

La razón física para que ciertos movimientos tengan un carácter autosimilar se puede explicar mediante consideraciones dimensionales. Los fluidos poseen un parámetro dimensional, la velocidad del sonido (C_0), que junto a la velocidad del fluido caracterizan al tipo de flujo. De esta manera, puede tomarse como variable de semejanza la combinación x/t (o la cantidad adimensional x/C_0t), que al ser introducida en las ecuaciones de continuidad, movimiento y entropía las transforma en ecuaciones diferenciales en ξ en vez de parciales en x y t . Cuando el fluido posee una longitud característica independiente del tiempo, como sucede cuando se consideran los efectos disipativos, el movimiento no puede ser reducido a autosimilar.

1.3.6 Aplicación a una explosión intensa

Tomemos un gas ideal con razón de calores específicos constante γ , densidad uniforme ρ , en el que se libera una gran cantidad de energía E_0 , en un pequeño volumen durante un tiempo corto t . Desde el punto donde se liberó la energía se propagará una onda de choque en el gas. El requerimiento de que el problema (al cual se le aplican soluciones de similaridad) no contenga más de dos parámetros con dimensiones independientes limita el intervalo de evolución en el que es aplicable. Este rango comienza cuando la capa ha adquirido, o barrido, una masa de gas interestelar varias veces mayor que la masa liberada durante la explosión ($4/3\pi\rho_0 R^3 \gg M_{SN}$) y termina cuando empiezan a hacerse importantes las pérdidas radiativas y deja de conservarse la energía. O sea cuando el shock deja de ser adiabático para convertirse en isotérmico.

En la etapa inicial la presión del gas en expansión es mucho mayor que la contrapresión y puede suponerse expansión contra vacío. Esto equivale a despreciar la energía interna del gas que ha sido puesta en movimiento, en comparación con la E_0 de la explosión. Woltjer (1972) caracterizó a esta etapa como aquella en la cual se ha inyectado E , pero no masa en el medio. Aquí las constantes del problema serán:

ρ_0 : densidad inicial del gas

P_0 : presión inicial del gas

E_0 : energía de la explosión

C_0 : velocidad del sonido del medio no shakeado.

Como la presión inicial del gas P_0 puede despreciarse en comparación con la presión

del gas detrás del shock, esto equivale a despreciar la energía interna inicial con E_0 , y despreciar la velocidad del sonido C_0 en comparación con las velocidades del gas y del shock. Por lo tanto sólo nos quedan dos parámetros E_0 y ρ_0 que determinan el movimiento del sistema. En estas condiciones, el problema se vuelve autosimilar. Como sus unidades son:

$$E_0 = \left[\frac{ML^2}{T^2} \right]; \rho_0 = \left[\frac{M}{L^3} \right], \quad (1.42)$$

siendo M : masa, L : longitud y T : tiempo, no existe forma alguna de combinarlos para obtener un tiempo o longitud característica. Sin embargo, podemos usarlos para eliminar la masa mediante el cociente, de tal manera que:

$$\frac{E_0}{\rho_0} = \frac{L^5}{T^2}, \quad (1.43)$$

si despejamos la longitud: $l = (\frac{E_0}{\rho_0})^{1/5} t^{2/5}$ esta puede ser una escala de longitud $R(t)$. Por lo tanto la variable de semejanza será la cantidad adimensional:

$$\xi = \frac{r}{R} = \frac{r}{(E_0/\rho_0)^{1/5} t^{2/5}}. \quad (1.44)$$

Cuando r sea el correspondiente al shock, ξ tomará un cierto valor ξ_0 , entonces:

$$R_{sh}(t) = \xi_0 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (1.45)$$

esta es la variación del radio del shock con el tiempo. La velocidad de propagación (escala de velocidades) del shock V_{sh} será:

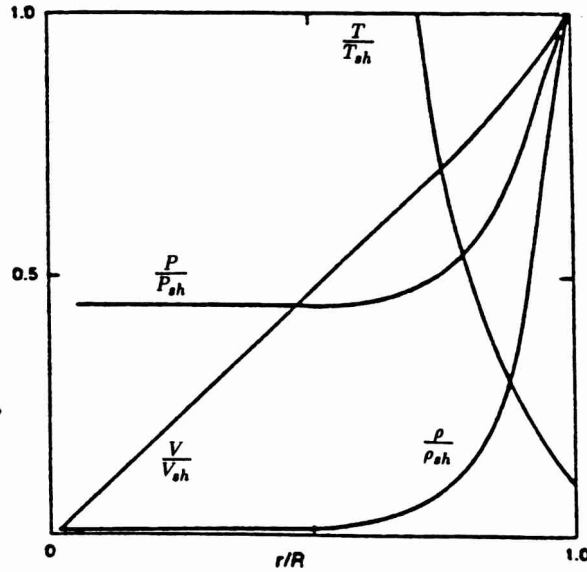
$$V_{sh}(t) = \frac{dR_{sh}(t)}{dt} = \frac{2}{5} \xi_0 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{-3/5}. \quad (1.46)$$

Lo que buscamos al resolver el conjunto de ecuaciones de la dinámica, es conocer la distribución espacial y la evolución en el tiempo de la presión, densidad y velocidad del gas. Al resolver el problema como autosimilar, separamos la dependencia temporal de la espacial, poniendo toda la dependencia temporal en la escala con que se mide p_1 , ρ_1 y v_1 . En tanto que para conocer la distribución espacial, obtuvimos un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias en ξ , entonces las soluciones pueden expresarse en la forma:

$$p = p_1(t) \bar{p}(\xi); \quad v = v_1(t) \bar{v}(\xi); \quad \rho = \rho_1(t) \bar{\rho}(\xi), \quad (1.47)$$

donde \bar{p} , \bar{v} y $\bar{\rho}$ son funciones adimensionales y p_1 , v_1 y ρ_1 son funciones del tiempo que se derivan combinando las Eqs. 1.45 y 1.46, con las condiciones de salto de Rankine-Hugoniot que estudiamos en la sección 1.3.4.

La Figura 1.8 muestra el comportamiento radial (esquemáticamente) de las soluciones exactas de Sedov (Ecs. 1.45 y 1.46). Si el subíndice sh denota los valores de P , T , ρ , y V en el shock vemos que la densidad cae a cero rápidamente al disminuir el radio, mientras que la temperatura se hace infinita. La presión permanece finita y en la vecindad del frente decrece en un factor de ~ 2 . En general, permanece constante sobre toda la esfera.


 Figura 1.8: Comportamiento de P, T, V y ρ en el interior del SNR

Si $M_1 \geq 1$ en la región supersónica pre-shock, entonces $\rho_2 \geq \rho_1$ ($v_2 \leq v_1$), $p_2 \geq p_1$ y $T_2 \geq T_1$. En el límite de shocks muy fuertes, $M_1 \rightarrow \infty$, y el salto en la densidad estará limitado por un valor finito dado por:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)}, \quad (1.48)$$

y

$$p_2 = \frac{2\rho_1 u_1^2}{\gamma + 1}, \quad (1.49)$$

la cual es igual a 4, si $\gamma = \frac{5}{3}$ (gas monoatómico). Aquí, u_1 es la velocidad de propagación del shock (respecto al gas no perturbado). En el mismo caso límite la presión y la temperatura no están limitados. La desaceleración de una masa de gas desde velocidades supersónicas a valores subsónicos en el shock produce compresión y calentamiento el cual resulta en un acrecentamiento de radiación.

Consideremos ahora el segundo caso, en el cual el equilibrio radiativo se ha establecido. En el primer caso no se perdía energía en el frente y el gas se calentaba a altas temperaturas sujeto a las restricciones impuestas por la conservación de la masa y el momento. Sin embargo, de acuerdo a la Ec. 1.48 se puede ver que la entropía del gas aumenta, lo cual es un indicativo de que en un shock se producen procesos disipativos. Si el gas en la región post-shock puede disipar (radiar) su energía en un tiempo corto comparado con el tiempo de flujo, la temperatura decae y el gas post-shock se comprime para mantener la presión total aproximadamente constante, así se forma el shock radiativo. En este tipo de shocks se cumplen las condiciones 1.27 y 1.28 pero no la 1.29. La estructura de un shock radiativo puede aproximadamente ser dividida en tres regiones como puede verse en la Figura 1.9:

- 1) un precursor radiativo en el cual el gas ambiente es moderadamente calentado y parcialmente ionizado por fotones ultravioletas producidos en la capa shockeada,
- 2) el shock adiabático, una capa fina en la cual el gas pre-shock es acelerado y calentado por procesos disipativos, y
- 3) una capa más ancha, en la cual las colisiones inelásticas producen enfriamiento radiativo, emisión, recombinación y compresión en la región post-shock del frente.

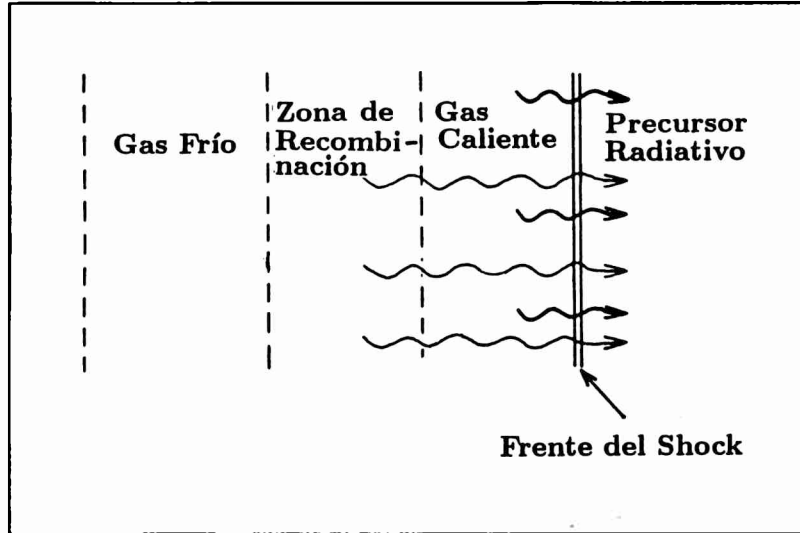


Figura 1.9: Esquematización de la estructura interna en la vecindad de un shock radiativo

1.3.7 Shocks hidromagnéticos

En muchos shocks astrofísicos, los campos magnéticos y los RC contribuyen sustancialmente al transporte de impulso y energía, y por consiguiente alteran las condiciones de salto. Consideremos las modificaciones que resultan cuando un campo magnético \vec{B} está presente.

Las propiedades de los shocks cambian al incluir un campo magnético, ya que se deben tomar en cuenta: la presión magnética, la variación de la energía magnética en el pasaje del gas a través del frente y el cambio de v_{\perp} y v_{\parallel} con lo cual las líneas de flujo se refractan (ya que la presión magnética no es isotrópica).

El caso de $\vec{v} \parallel \vec{B}$ no se considera ya que nada se altera. Si $\vec{v} \perp \vec{B}$ entonces las ecuaciones de conservación 1.27-1.29 toman otra forma, ya que se les debe incluir el campo magnético. En flujos unidimensionales y axialmente simétricos, y hasta cierto punto en flujos con simetría esférica, se puede considerar que la velocidad del gas es siempre perpendicular al campo, lo que simplifica la resolución de las ecuaciones de la magnetohidrodinámica. Dado que un nivel de ionización suficiente asegura que el \vec{B} estará acoplado a la materia

dando lugar a un 'congelamiento del flujo', aparece una nueva condición de salto:

$$\frac{B_0}{\rho_0} = \frac{B_1}{\rho_1}, \quad (1.50)$$

Esto significa que las líneas de fuerza magnética son arrastradas por el movimiento del gas, manteniendo su dirección en el espacio, y sólo varían en proporción a la densidad. En el límite de un shock muy fuerte, las condiciones de salto se reducen a las encontradas en ausencia de campo magnético.

1.3.8 Aceleración de rayos cósmicos

La aceleración de partículas cargadas a energías supratérmicas (no relativistas) y relativistas ocurre en muchos objetos y sistemas de interés astrofísico. Para entender el caso particular que nos concierne, se necesita: identificar la fuente de energía original, entender como esta energía es convertida en una forma capaz de acelerar partículas, saber como las partículas se acoplan a esta forma de energía (las partículas cargadas son aceleradas solamente por un campo eléctrico en una teoría realista), conocer que escala de tiempo es consistente con la observación y, por último, se necesita dar cuenta del espectro de energía de las partículas. Desgraciadamente, hay pocos casos donde la fuente de energía original es claramente identificable.

Las partículas cargadas son aceleradas por campos eléctricos. Estos campos pueden ser asociados con movimientos de ondas, con separación de cargas, con el cambio de \vec{B} en el tiempo, y con el movimiento de burbujas magnetizadas en un medio altamente conductor. Frecuentemente, se necesita una inestabilidad para generar campos eléctricos de suficiente intensidad como para acelerar partículas. Hay una clase de inestabilidad llamada 'inestabilidad explosiva', la cual crece exponencialmente (la emisión coherente causa en las ondas el crecimiento exponencial). Tales inestabilidades explosivas ocurren en explosiones estelares (novas y SN) y llamaradas solares.

La característica de una explosión es que una gran cantidad de energía se deposita en un tiempo corto, en una pequeña región del espacio. Estos procesos violentos ocurren cuando hay un umbral más allá del cual un sistema dado cambia su carácter. En general, el final de estrellas masivas es acompañado por la simultánea o subsecuente aceleración de partículas a energías relativistas, en la onda de choque que transporta la energía de la explosión a un volumen más grande cuando ésta se propaga.

Los procesos de aceleración estadística involucran ganancia y pérdida aleatoria de energía. Cuando el efecto neto de las ganancias excede al efecto de las pérdidas, las partículas son aceleradas. El ejemplo mejor conocido de aceleración estadística es el de aceleración de Fermi (1949), el cual discutiremos brevemente a continuación.

1.3.9 Aceleración de Fermi

Fermi realizó el primer intento serio por explicar la naturaleza de la ley de potencia del espectro de rayos cósmicos usando una línea de razonamiento de aplicabilidad completa-

mente general. Describió la dispersión de partículas de prueba por centros dispersores que se mueven aleatoriamente, tal como nubes interestelares. Notó que si los RC son inyectados continuamente en alguna región de aceleración, ganan energía a una razón que es proporcional a su energía, mientras al mismo tiempo su escape de la región de aceleración es un proceso de Poisson con probabilidad de escape independiente de la energía.

Hay diversas condiciones que necesitan ser satisfechas antes de que un mecanismo de aceleración estadístico pueda operar. Primero, la energía requerida para acelerar las partículas debe estar disponible en movimiento de ondas u otras perturbaciones. Segundo, debe haber algún mecanismo de acoplamiento entre partículas y ondas. En este caso el acoplamiento entre partículas y nubes es el acoplamiento magnético. Tercero, los campos eléctricos que aceleran las partículas se deben al movimiento de nubes magnetizadas a través de un medio conductor.

La aceleración de Fermi puede ser evaluada encontrando el cambio en la energía de una partícula cuando esta choca con una nube. Por lo tanto, consideremos una nube que se mueve con velocidad aleatoria \vec{V} , relativa al plasma de fondo. Si la nube tiene un campo magnético \vec{B} , el movimiento de ésta genera un campo eléctrico \vec{E} dado por $\vec{E} = (\vec{V} \times \vec{B})/c$. Si una partícula de velocidad $v = \beta c$ y factor de Lorent $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, se mueve entre dispersores (las nubes) cuya separación promedio es L (ver por ejemplo Achterhey 1986) la partícula gana energía en este proceso ya que la razón de colisiones de frente $\nu_+ = (\vec{v} + \vec{V})/L$ en la cual la partícula gana energía es un poco más grande que la razón de colisiones de alcance, la cual viene dada por $\nu_- = (\vec{v} - \vec{V})/L$ y donde la partícula pierde energía. Ya que el cambio medio de momento por colisión es $\gamma m \vec{V}$, entonces la razón neta de cambio (en el límite relativista $\vec{v} \sim c \gg \vec{V}$) es:

$$\frac{dE}{dt} = (\nu_+ - \nu_-) \gamma m \vec{V} \approx \frac{2V^2 E}{Lc}, \quad (1.51)$$

de segundo orden en V/c .

Existen algunos problemas con el mecanismo de Fermi, ya que la razón de aceleración depende del cuadrado de la velocidad del dispersor y por esta razón este mecanismo es relativamente ineficiente y conocido como proceso de segundo orden de Fermi. Ahora bien, si el sistema involucra solamente choques de frente (como con dispersores en un flujo convergente a través de un shock) la razón es:

$$\frac{dE}{dt} = \nu_+ \gamma m c V \approx \frac{VE}{L}. \quad (1.52)$$

Estos procesos conducen a una razón de aceleración que tiene una forma funcional:

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{E}{\tau_{acc}}, \quad (1.53)$$

donde τ es algún tiempo de aceleración característico (la probabilidad de escape por unidad de tiempo viene dada por τ_{esc}^{-1}), cualquier proceso que produce esta forma funcional es referido como un proceso de Fermi de primer orden, que ha sido ampliamente verificado por observaciones en el sistema solar (e.g. Ellison 1985). Específicamente, si las partículas relativistas ganan energía a una razón dada por la Ec. 1.53 y la probabilidad por unidad

de tiempo de escape es τ_{esc}^{-1} , entonces en un estado estacionario, el número de partículas por unidad de energía satisface (Blandford & Eichler 1987):

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(1+\tau_{acc}/\tau_{esc})}. \quad (1.54)$$

Este es un espectro de ley de potencia, pero el índice espectral depende sensiblemente de dos parámetros τ_{acc} y τ_{esc} que pueden variar ampliamente de fuente en fuente (aunque Burn (1975) ha sugerido un mecanismo de autoregulamiento).

Debemos, sin embargo, preguntarnos un poco acerca de la microfísica: cómo hacen las partículas para interactuar con los centros dispersores ?. Las discusiones más tempranas suponen que los campos magnéticos y los acrecentamientos de densidades actúan como espejos magnéticos. Trabajos más recientes, sin embargo, suponen que las partículas interactúan con turbulencia magnetohidrodinámica (MHD), usualmente representada como un campo aleatorio de ondas MHD o plasma. Aquí las partículas interactúan con las ondas a través de resonancias electromagnéticas, permitiendo la transferencia de energía y momento (para detalles ver Eilek & Hughes 1992).

La aceleración por turbulencia, requiere de ondas cuya energía venga de alguna fuente externa. Si la dinámica del plasma está dominada por los movimientos del fluido, las fuentes de energía más probables son las inestabilidades MHD a gran escala. Las ondas MHD de larga longitud de onda probablemente son las únicas responsables de la aceleración de partículas relativistas por dos razones. Son las únicas que probablemente se generen externamente por inestabilidades del tipo que pueden aparecer en el fluido y son las únicas que pueden resonar con las partículas. Un plasma magnetizado puede soportar dos tipos de ondas: las ondas de Alfvén y las ondas magnetosónicas. Las ondas de Alfvén son circularmente polarizadas y transversales, y se propagan a lo largo de las líneas de campo magnético. En el límite de baja amplitud no son compresivas. Las ondas de Alfvén existirán para frecuencias $\nu_{Alf} < \Omega = eB/m_p c$, la giro-frecuencia de un ion. Por otro lado las ondas magnetosónicas son compresivas y se propagan a lo largo de las líneas de campo. En un flujo supersónico, donde se establecen los shocks, la turbulencia MHD es a menudo detectada. Discutiremos entonces, el mecanismo que opera en la vecindad de un frente de onda, el cual conduce a un espectro de ley de potencia de electrones (Bell 1978a, 1978b) con índice espectral en buen acuerdo con los valores computados.

Primeramente, consideremos un shock paralelo en el cual la dirección de propagación es a lo largo de las líneas del campo magnético y discutamos sólo aquellas partículas (electrones o protones) que tienen energías suficientemente altas como para que su giroradio sea mucho más grande que la profundidad del shock. Se piensa que esta profundidad es del orden o menor que el giroradio de un protón térmico (Boyd & Sanderson 1969) como es el caso del shock curvado terrestre (Formisano, 1974). Las partículas energéticas son por lo tanto capaces de pasar libremente entre regiones pre- y post-shock. El frente del shock mismo es la región en la cual cambia la velocidad media del plasma. La corriente de energía cinética del plasma pre-shock es randomizada en energía térmica turbulenta en el shock, y el movimiento turbulento es disipado sobre una región post-shock mucho más grande en extensión que la profundidad del shock mismo (como muestra la Figura 1.9 de un shock radiativo). Tal región turbulenta ha sido observada en la región post-shock del shock curvado terrestre (Formisano 1974). En la región pre-shock hay turbulencia en

forma de ondas de Alfvén excitadas por partículas energéticas, las cuales pasan a través del shock e intentan escapar corriente arriba. Ya que la velocidad del shock es superalfvénica, la velocidad de la corriente de partículas que escapan con respecto al plasma pre-shock debe ser más grande que la velocidad de Alfvén, por lo tanto las ondas de Alfvén son excitadas (Wentzel 1974). Tales ondas también han sido detectadas en la región pre-shock del shock curvado terrestre, quizás excitadas por protones rápidos del shock (Greenstadt 1975). Estas ondas dispersan las partículas energéticas, y reducen su corriente a la velocidad de Alfvén, lo que hace que inevitablemente sean alcanzadas por el shock. Como resultado, las partículas energéticas pueden recruzar el frente del shock muchas veces, siendo dispersadas desde la región post a la pre-shock por turbulencia y desde la región pre a la post-shock por ondas de Alfvén. La Figura 1.10 grafica la situación.

Más recientemente, se han propuesto mecanismos específicos de aceleración por un gran número de autores (Blandford & Ostriker 1980, Cavallo 1982, Moraal & Axford 1983). Aquí las partículas supratérmicas son sistemáticamente aceleradas por dispersión entre inhomogeneidades magnéticas (ondas de Alfvén) transportadas por un flujo de fluido convergente sobre uno u otro lado del shock. Esto conduce a un proceso de aceleración en el cual el tiempo de escape t_{esc} es automáticamente comparable al tiempo de aceleración t_{acc} (Blandford 1978). Si, entonces, la razón $\tau_{acc}/\tau_{esc} \sim 1$ en la Ec. (1.58) automáticamente la densidad de partículas es $\sim E^{-2}$. Blandford & Ostriker (1980) han investigado la regeneración de RC galácticos por la aceleración de Fermi de primer orden debido a shocks de SNs que se propagan en el espacio interestelar.

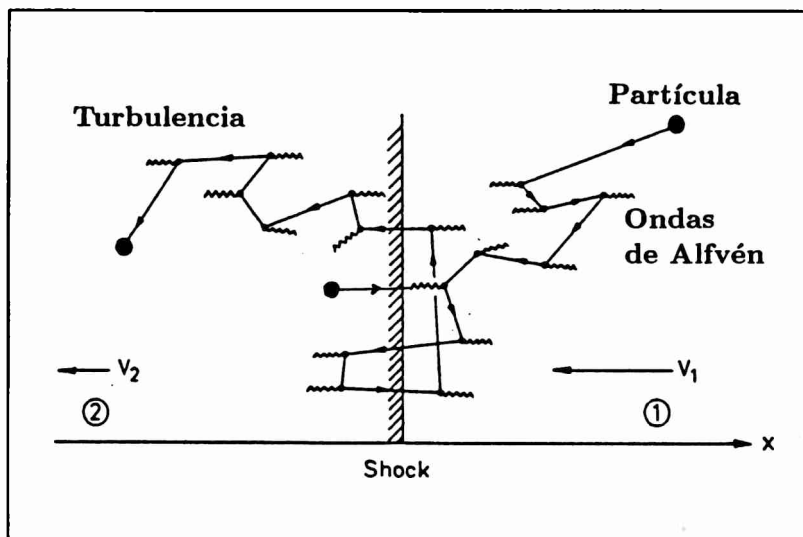


Figura 1.10: Aceleración de partículas en un shock por mecanismo de Fermi

Bell (1978a,b) y Blandford & Ostriker (1978) han mostrado que la aceleración en shocks toma un grupo de partículas de la región pre-shock con una distribución de momento p_0 dado, y la transforma en una distribución de ley de potencia $f(p) \propto p^{-q}$ ($p > p_0$) post-shock en el espacio de las fases (ó E^{-p} , con $p = q - 2$, en el espacio de energías). El

exponente q viene dado por:

$$q = \frac{3\xi}{\xi - 1} = \frac{3(\gamma + 1)M^2}{2(M^2 - 1)} = \frac{4M^2}{M^2 - 1} \quad (\gamma = 5/3) \quad (1.55)$$

donde ξ es la razón de compresión en el shock, γ la razón de calores específicos y M el número de Mach. Este resultado es independiente de los detalles del dispersor y la geometría del campo magnético (siempre que \vec{B} no sea perpendicular al frente de onda, Blandford 1980). Jokipi (1987) ha arguido que el proceso de aceleración en shocks puede ser aún más eficiente si el campo es casi perpendicular a la velocidad del shock.

Referencias

- Achterhey, A., 1986, In Inter. School on Neutron Stars, Act. Gal. Nuclei & Jets (Erice)
 Bell, A.R., 1978a, MNRAS 182, 147
 Bell, A.R., 1978b, MNRAS 182, 443
 Blandford, R.D., Ostriker, J.P., 1978, ApJ 221, L29
 Blandford, R.D., Cowie, L.L., 1982, ApJ 260, 625
 Blandford, R.D., Ostriker, J.P., 1980, ApJ 237, 793
 Blandford, R.D., Eichler, D., 1987, Phys. Rev. 154, 1
 Burn, B.I., 1975, A&A 229, 409
 Cassé, M., Paul, J.A., 1980, ApJ 237, 236
 Cavallo, G., 1982, A&A 111, 368
 Chupp, E.L., 1976, Gamma Ray Astronomy. Dordrecht: Reidel
 Dermer, C.D., 1986, A&A 157, 223
 Earl, J.A., 1961, Phys. Rev. Lett 6, 125
 Eilek, J.A., Hughes, P.A., 1992, Beams and Jets in Astrophysics
 Ellison, D.C., 1985, J. Geophys. Res. 90, 29
 Fanelow, J.L., Hartman, R.C., et al., 1969, ApJ 158, 771
 Fazio, G.G., 1967, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 5, 481
 Fermi, E., 1949, Phys. Rev. 75, 1169
 Formisano, V., 1974, Correlated interplanetary and Magnetospheric observations. ed: Page, D.E., Reidel, Dordrecht, Holland
 Ginzburg, V.L., Syrovaski, S.I., 1969, ARA&A 7, 375
 Ginzburg, V.L., 1979, Theoretical Physics & Astrophysics. ed: D.T. Haar
 Greenstadt, E.W., 1975, The Magnetospheres of the Earth and Jupiter, ed, Formisano Reidel Dordrecht, Holland
 Hoyle, F., Fowler, W.A., 1960, ApJ 132, 565
 Jokipi, J.R., 1987, ApJ 313, 842
 Landau, L.D., Lifshitz, E.M., 1960, Fluid Mechanics. Pergamon Press, Oxford
 Landau, L.D., Lifshitz, E.M., 1975, Teoría Clásica de Campos, Pergamon Press, Oxford Oxford.
 Legg, M.P.C., Westfold, K.C., 1968, ApJ 154, 499
 Melrose, D.B., 1980, Plasma Astrophysics, vol 1 (Gordon & Breach, New York)
 Montmerle, T., 1979, ApJ 231, 95

- Moraal, H., Axford, W.I., 1983, A&A 125, 204
Sedov, L.I., 1959, *Similarity & Dimensional Methods in Mechanics*. Wiley, New York
Shklovski, I.S., 1960, *Astron. Zh.* 37, 369
Stecker, F.W., 1971, *Cosmic Gamma Ray*. Baltimore: Mono Book Corp.
Stecker, F.W., 1973, *ApJ* 185, 499
Tinsley, B. M., 1975, in: *Supernova*, D.N. Schramm, ed. Reidel Dordrecht, p.117
Tinsley, B. M., 1977, Volk, H.J., 1983, *Space Sci. Rev.* 36, 3
Wentzel, D.G., 1974, *ARA&A* 12,71
Woltjer, L., 1972, *ARA&A* 10,33

Capítulo 2

Observaciones y reducción de datos

2.1 Introducción

Las observaciones de la emisión de radio continua a gran escala galáctica llevadas a cabo desde el hemisferio sur son escasas, y en general se han realizado con baja sensibilidad y resolución. Al presente, poca información existe de la estructura a gran escala de regiones de esta parte del cielo. Por este motivo también son escasos los estudios de la distribución de índices espectrales en estas regiones.

La distribución de la radiación cósmica de radio observada, a menudo es descripta en términos de una superposición de un cierto número de componentes: la región del centro galáctico, el disco galáctico, un posible halo galáctico simétrico con respecto al centro galáctico y una contribución isotrópica debida a sistemas extragalácticos que conforman un fondo difuso generalmente conocido como el 'background', al que se suma una población de fuentes galácticas discretas y estructuras relativamente locales que comprende a 'loops' y 'spurs'.

La contribución de observaciones realizadas a distintas frecuencias abre un nuevo panorama hacia la identificación de los mecanismos involucrados en los procesos de radiación. Las observaciones del continuo de radio a 1435 MHz llevadas a cabo en el IAR, junto a las observaciones realizadas por Haslam et al. (1981) a 408 MHz conforman una herramienta poderosa para el reconocimiento del tipo de radiación detectado.

La detección de emisión sincrotrón a través del cálculo del índice espectral de la radiación es uno de los aportes más importantes de la radioastronomía al conocimiento del origen y comportamiento de la componente electrónica de los RC. Por otro lado, la detección de emisión de rayos- γ difusos aporta también importante información acerca de

la componente hadrónica de los RC de alta energía, lo que permite una comprensión más clara de los fenómenos observados. En este capítulo se resumen las principales características del equipo utilizado en las medidas de radio. En la Sección 2.1 se describe el radiotelescopio usado en las observaciones, y en la Sección 2.2 la técnica de observación. La reducción de datos se describe en la Sección 2.3, junto al método de filtrado de back-ground utilizado, con motivo de visualizar la estructura fina de las fuentes. Por último, en la Sección 2.4 se describen brevemente las principales características de los últimos detectores de radiación- γ difusa, los satélites COS B y COMPTON.

2.2 El Radiotelescopio

Las observaciones del continuo de radio centrado en 1435 MHz se realizaron con la segunda antena parabólica de 30 m de diámetro del IAR. Este instrumento dotado de un montaje tipo ecuatorial puede barrer el cielo en declinación desde -90° a -10° , a una velocidad de 10° por minuto. El tiempo de rastreo máximo de un objeto en el cielo es de cuatro horas. El área colectora geométrica (área física) del paraboloide es de 707 m^2 , y su área efectiva de $\sim 400 \text{ m}^2$. Por lo tanto, su eficiencia es $\eta_{\text{antena}} \approx 0.57$.

El receptor, del tipo potencia total, está ubicado sobre una plataforma en el foco del paraboloide de 30 metros, y cumple las siguientes funciones: recibe a través de un alimentador la radiación reflejada en la superficie de la antena (cubierta con una malla metálica de $1 \times 1 \text{ cm}$), descompone la emisión incidente en dos componentes de polarización opuestas (circular izquierda y derecha), amplifica las señales con mínima contribución de ruido, inyecta señales de ruido calibrado para corrección y definición de ganancia, acota la banda de paso mediante un filtro que también rechaza la banda imagen, convierte la señal a una frecuencia intermedia y excita los cables de 120 m de longitud que conectan al cabezal con la sala de control.

Las especificaciones iniciales fijadas en el receptor han sido resumidas en el informe técnico interno N° 38 del IAR por Bava et al. (1983). Los sistemas que forman el receptor se encuentran alojados en una caja de 300 dm^3 montada sobre un bastidor con mínima conducción térmica al exterior, aislada interiormente con poliuretano expandido y acondicionada térmicamente mediante un control de temperatura en base a celdas termoelectricas. La frecuencia central del receptor es de 1435 MHz, con un ancho de banda de 20 MHz. La resolución angular del radiotelescopio a 21 cm es de 34 minutos de arco, y la frecuencia intermedia de 115 MHz. El transporte de esta señal intermedia se realiza por medio de cables coaxiales de bajo coeficiente de variación de fase con la temperatura presurizados con nitrógeno extraseco. Los cables viajan desde el pie de la antena hasta la sala de control enterrados en tubos subterráneos a aproximadamente 1 m de profundidad donde las variaciones de temperatura son reducidas.

La temperatura de ruido del sistema es de $\sim 90 \text{ K}$ a temperatura ambiente. La sensibilidad de 0.06 K y el tiempo de integración de 0.48 s.

La adquisición de datos se realizó a través de una computadora IBM conectada al back-end que recibe la señal en la sala de control. En esta misma sala, a través de otra

PC se controlaron los movimientos de la antena automáticamente.

2.3 Observaciones

Las observaciones fueron realizadas con el radiotelescopio de 30 metros de diámetro del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), el cual ya fue descrito en la sección anterior.

La región observada se extiende desde las $15^{\text{h}}30^{\text{m}}$ a las $18^{\text{h}}00^{\text{m}}$ en ascensión recta y desde -90° a -10° en declinación.

Las observaciones se realizaron por el método conocido como 'Nodding-Scan' desarrollado por Haslam et al. (1974) que consiste en mover la antena en declinación con una velocidad de 10° por minuto manteniendo fija la antena en ascensión recta (ángulo horario cero) en el meridiano, y usando la rotación de la tierra para barrer en esa coordenada.

Los barridos se realizaron continuamente hacia el norte 'scan-up' y hacia el sur 'scan-down' entre las declinaciones -90° y -10° . Las ventajas de este método de observación son que cada scan-up (down) intercepta a 15 scans-down (up) de días sucesivos y viceversa, como puede verse en la Figura 2.1.

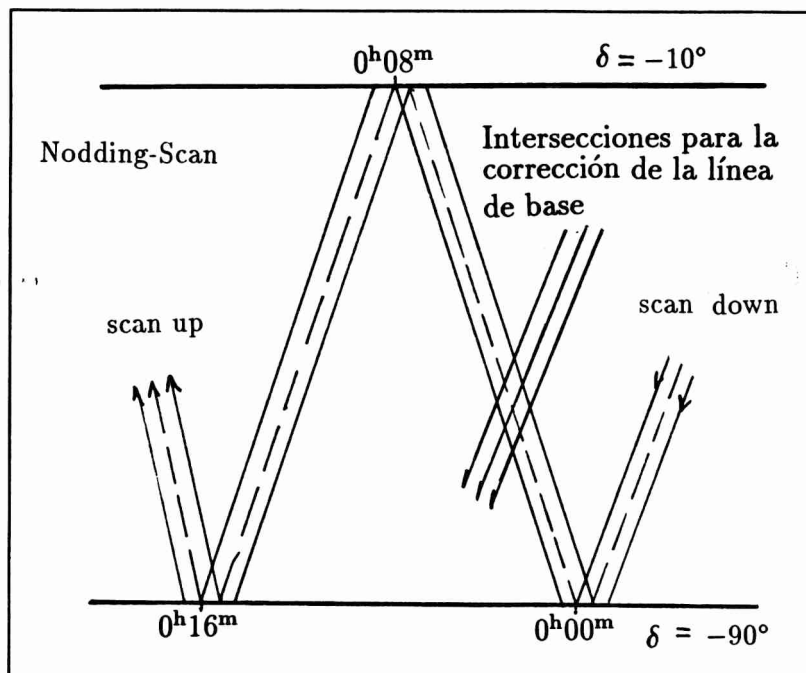


Figura 2.1: Representación esquemática del método de observación 'Nodding-Scan'

Estos puntos de intersección servirán para corregir la línea de base de todos los barridos. Debido a que las observaciones se realizan en el meridiano, la contribución de tierra

excedente es la misma para todos los barridos y más fácil de corregir. Las fuentes extragalácticas estándar PKS 1610-60 y PKS 1814-63 fueron observadas en cada sesión para la calibración de la densidad de flujo (Wills 1975).

Reducción de datos

Los barridos de cada día de observación fueron tratados individualmente, con el motivo de eliminar posibles interferencias y descartar aquellos con problemas de inestabilidad. Luego de promediar aquellos con una determinada ascensión recta, se le restó un barrido medio de la radiación de tierra, que se obtuvo de promediar más de 600 barridos de una zona fría del cielo entre $3^{\text{h}}0^{\text{m}}$ y $6^{\text{h}}0^{\text{m}}$ en ascensión recta.

Puede aplicarse un método iterativo para la optimización de la línea de base, debido al modo de observación. Según éste, todos los barridos tienen un punto en común, que es el polo sur celeste y además cada uno es cortado por otros 15.

El método se resume brevemente de la siguiente manera. Primero se encuentran los puntos de intersección de cada barrido-up con todos los barridos-down. A las diferencias de amplitud se les ajusta por cuadrados mínimos una recta para ir minimizando estos errores, y se corrige cada barrido con los valores obtenidos por el ajuste. Este proceso se va realizando en forma iterativa hasta que las diferencias sean mínimas. Luego del proceso de iteración surgen dos mapas, uno para los barridos-up y otro para los barridos-down. Estos son primero retabulados, luego promediados y finalmente corregidos por precesión a 1950.0. El ruido mínimo detectable (rms) del mapa final a 1435 MHz es ~ 20 mK.

Filtro de background

El método de 'filtrado de background' desarrollado por Sofue & Reich (1979) fue aplicado con el fin de enfatizar la estructura local fina de la región. Con esta técnica podemos sustraer estructuras con tamaños de escalas angulares más pequeñas que un cierto ancho de haz Θ , sin filtrar estructuras de escalas más grandes que Θ . Este método es útil para investigar objetos de brillo bajo y escala pequeña (comparados con Θ), que están ocultos ó mezclados por una radioemisión de fondo fuerte con gradientes de intensidad como la debida a la componente del disco.

El método se resume brevemente de la siguiente manera: supongamos que el mapa original con una temperatura T_B fue observado con una resolución θ (para estas observaciones fue de 35 minutos). Si este mapa es convolucionado con un haz gaussiano Θ en ambas direcciones (en este caso fue de $4^\circ \times 4^\circ$), tiene luego una temperatura \overline{T}_B^0 . La temperatura residual $\Delta T_B^0 = T_B - \overline{T}_B^0$ será sustraída del mapa original solamente cuando ΔT_B^0 sea positiva produciendo un mapa a la temperatura T_B^1 . El mapa con T_B^1 consiste de dos partes: donde $\Delta T_B^0 \leq 0$ es igual al mapa original T_B , donde $\Delta T_B^0 > 0$ éste es reemplazado por un valor alisado \overline{T}_B^0 . Así el mapa T_B^1 es igual al mapa original con T_B , excepto por pequeñas protuberancias y picos que son cortados al nivel \overline{T}_B^0 . Nuevamente el último mapa es convolucionado al mismo haz Θ para obtener otro nuevo mapa a la temperatura T_B^2 y así sucesivamente. Se debe hacer el número de iteraciones necesarias

(en nuestro caso 4 fueron suficientes) como para obtener un filtrado adecuado. El mapa final por lo tanto contendrá solamente estructuras con tamaños de escalas entre θ y Θ .

La región observada dada en coordenadas ecuatoriales para 1950.0 se muestra en la Figura 2.2. Como puede apreciarse la zona de emisión más potente se encuentra sobre el plano galáctico. Al noreste de la figura se encuentra la región de Upper-Sco y al sur de esta la región de Ara.

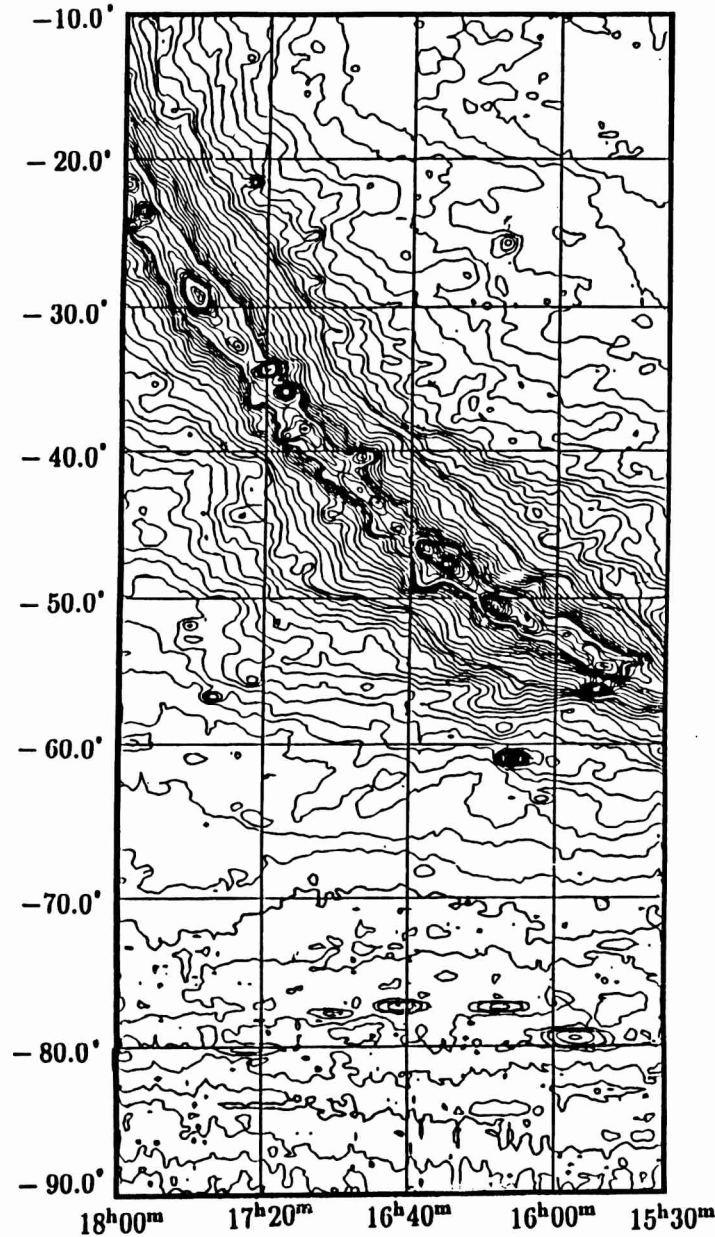


Figura 2.2: Región observada a 1435 MHz sin el filtrado de fondo

Los mapas observados a 1435 MHz fueron convolucionados y retabulados al mismo haz e intervalo tabular que los mapas observados a 408 MHz con motivo de calcular la

distribución del índice espectral. Se considera $S \propto \nu^\alpha$, con:

$$\alpha = 2 - \log \left(\frac{T_{408}}{T_{1435}} \right) / \log \left(\frac{1435}{408} \right) \quad (2.1)$$

donde T_ν es la temperatura de brillo a la frecuencia ν después de remover la componente del background.

El error en el índice espectral fue calculado a través de la fórmula utilizada por Sofue (1983):

$$\Delta\alpha \approx [(\Delta T_b/T_b)_{1435}^2 + (\Delta T_b/T_b)_{408}^2] / \ln(1435/408), \quad (2.2)$$

donde las distintas contribución a ΔT_b son el resultado de errores de escala, errores de apuntamiento, ruido local, y el error del nivel cero absoluto. Los valores para los datos de 408 MHz son citados por Reich & Reich (1988) en su Tabla VIII. Nuestras estimaciones para estos errores son del mismo orden que los descritos para las observaciones a 1420 MHz también realizadas por Reich & Reich (1988) (ver la ya citada Tabla VIII), excepto para ΔT_{rms} , que en este caso es de ~ 0.02 K.

2.4 Los satélites COS B y COMPTON

Los rayos- γ son los fotones más energéticos en el Universo, ya que su rango de energía se extiende desde los 0.5 MeV en adelante. Por este motivo, la historia de la física de RC y la astronomía de rayos- γ están estrechamente relacionadas.

El COS B fue el primer satélite que la Agencia Espacial Europea lanzó en 1975 desde la NASA. Operó por casi 7 años hasta mediados de 1982. Los detalles del equipo utilizado, una descripción del experimento y la misión pueden encontrarse en Bloemen (1985). Aquí sólo se dan algunas características relevantes a los datos utilizados. Este telescopio capaz de detectar RG con energías >30 MeV sobre un campo de la visual de $\sim 25^\circ$ de radio, no tiene en general características diferentes que las del satélite SAS-2 (Fichtel 1977), o sea un área geométrica del detector de ~ 500 cm², un campo de visión de ~ 0.3 sr y una resolución angular de $\sim 2.5^\circ$. Sin embargo, el tiempo de integración de las observaciones del Cos B son más altas por un factor ~ 25 debido a la gran duración de la misión (siete años en comparación con los siete meses del SAS). En suma, el Cos B puede medir energías por encima de los 200 MeV, límite superior del instrumento SAS-2.

Una descripción del instrumento se puede encontrar en Bignami et al. (1975) y Scarsi et al. (1977). El procedimiento de calibración para el apuntamiento en las observaciones, como una función de la energía y la inclinación, es descrita por Hermsen (1980). El púlsar de Vela PSR 0833-45, la fuente más potente de RG en el cielo, fue la mejor fuente de calibración.

Por otro lado, el telescopio experimental de rayos- γ de alta energía COMPTON del Observatorio de Rayos Gamma, está formado por cuatro detectores de emisión- γ que abarcan un amplio rango de energías entre 1 MeV y 30.000 MeV. Este observatorio fue puesto en órbita por la lanzadera espacial Atlantis en Abril de 1991, y comenzó a operar en

Mayo del mismo año. Las especificaciones y características del instrumento son descritas por Kanbach et al. (1988).

El detector EGRET es uno de los cuatro detectores de rayos- γ de este observatorio, sensible en el rango de energías de los 30 y 10.000 MeV. Tiene un orden de magnitud más en la sensibilidad que los telescopios de RG previos, y una mejor resolución angular. El propósito de este instrumento fue mapear todo el cielo en este rango de energía e investigar todas las categorías de fuentes astrofísicas de radiación- γ de alta energía. La calibración y el método estandar de procesar los datos del EGRET se discuten en los trabajos de Thompson et al. (1993a) y Bertch et al. (1989), respectivamente. Los datos de la emisión- γ difusa utilizados en el Capítulo 4, obtenidos de observaciones de este instrumento se resumen en Hunter et al. (1994). En la Figura 2.3 se muestra una representación esquemática del COMPTON con sus cuatro detectores (para detalles ver Gehrels et al. 1993).

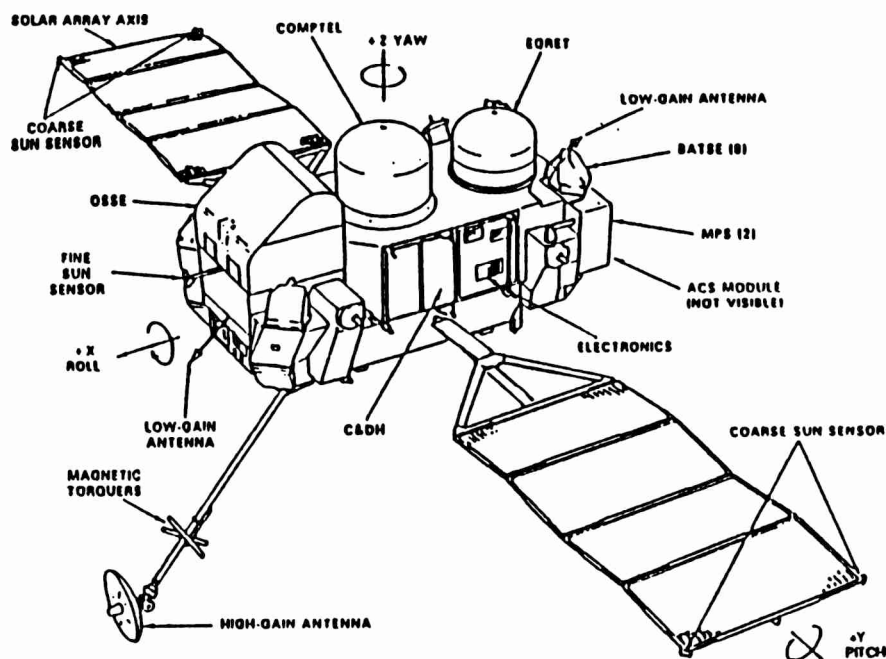


Figura 2.3: Representación esquemática del COMPTON

Referencias

- Bava, A., Sanz, J., et al., 1983, Informe Técnico N° 38 IAR.
 Bertch, D.L., 1989, in Proc. GRO Sci. Work-shop, ed. Jhonson W.N., NASA, MD, 2-52
 Bignami, G.F., Boella, G., Paul J.A., et al., 1975, Space Sci. Instr. 1, 245
 Bloemen, J.B.G.M., 1985, Ph. D. Thesis, University of Leiden

- Fichtel, C.E., 1977, Space Sci. Rev. 20, 191
Gehrels, N., Chipman, E., Kniffen, D., 1994, ApJSS 92, 351
Haslam, C.G.T., Wilson, W.E., Graham, D.A., Hunt, G.C., 1974, A&AS 13, 359
Haslam, C.G.T., Klein, U., Salter, C.J. et al., 1981, A&A 100, 209
Hermsen, W., 1980. PhD thesis. Leiden Univ., Neth.
Hunter, S.D., Digel, S.W., de Geus, E.J., Kanbach, G., 1994, ApJ 436, 216
Kanbach, G., et al., 1988, Space Sci. Rev. 49, 69
Scarsi, L., Bennett, K., Bignami, G.F., et al., 1977, Proc. 12th ESLAB symp. ESA 124,
p 3
Sofue, Y., Reich, W., 1979, A&AS 38, 251
Sofue, Y., 1983, PASJ 35,91
Thompson, D.J., et al., 1993, ApJS 89, 629
Wills, B.J., 1975, Aust. J. Phys. Suppl. 38, 1

Capítulo 3

La emisión no-térmica en la región de Upper-Sco

3.1 Introducción

La región de la Asociación OB Scorpio-Centaurus puede dividirse en tres subgrupos bien definidos (Blaauw 1964). El más joven de estos subgrupos, usualmente llamado Upper Scorpius (Upper-Sco), está circundado por un loop de HI (Cappa de Nicolau & Pöppel 1986) y por las nubes oscuras de Ophiuchus, extensamente estudiadas (Vrba et al. 1975, Wilking et al. 1979, Meyers et al. 1985, Loren & Wootten 1986, de Geus 1988). La distancia a este subgrupo ha sido estimada en el orden de ~ 170 pc por Bertiau (1958) y Garrison (1967), y consecuentemente resulta la componente más lejana de Scorpio-Centaurus desde el sol. Una gran pluralidad de objetos han sido detectados en esta región: estrellas OB y T-Tauri (Rydgren 1980), fuentes IR (Grasdalen et al. 1973, Elias 1978, Wilking & Lada 1983), objetos protoestelares y de baja luminosidad alrededor de capas de polvo (Lada and Wilking 1984), regiones HII (Sharpless 1959, Rodgers et al. 1960) y fuentes de rayos X variables (Montmerle et al. 1983).

Una región con características de espuela (spur) en la emisión continua fue detectada a 408 MHz en el survey de Haslam et al. (1981). Estos autores sugieren que esta estructura intensa y angosta puede ser local, probablemente asociada con el borde interno del Loop I, y que no se relaciona con el plano galáctico del cual parece emerger. Sin embargo, Haslam et al. (1981) no pudieron discutir el origen y naturaleza de esta estructura debido a la ausencia de observaciones a gran escala del continuo a otras frecuencias que 408 MHz para la región.

Con motivo de proveer nuevos datos concernientes a esta estructura peculiar en el subgrupo Upper-Sco de la región de Scorpio-Centaurus se han llevado a cabo observaciones del continuo a 1435 MHz de esta parte sur del cielo con el telescopio de 30 m del Instituto

Argentino de Radioastronomía (IAR). Por medio de estas nuevas observaciones y el survey del continuo a 408 MHz previamente realizado por Haslam et al. (1981) se ha calculado la distribución del índice espectral de la región. Las componentes térmica y no-térmica de la radiación fueron separadas, dando de este modo una nueva herramienta para una discusión provechosa acerca del origen del spur en Upper-SCO.

En la segunda sección de este capítulo se presentan los nuevos resultados obtenidos de las observaciones realizadas a 1435 MHz, mientras en la Sección 3 se discuten las correlaciones entre estos datos y las observaciones realizadas por otros autores, y se sugiere una interpretación posible de los resultados basada sobre la suposición de que un fuerte shock se propaga en un medio interestelar nuboso.

3.2 Resultados

Una vez que los datos observacionales fueron tratados mediante el procedimiento de reducción descrito en el capítulo anterior, el mapa a la frecuencia de 1435 MHz resultante después de remover la componente del fondo se muestra en la Fig. 1. La Fig. 2 muestra la componente background sustraída de estas observaciones.

Las Figuras 3 y 4 muestran la misma región a 408 MHz con y sin la componente background de acuerdo a los datos de Haslam et al. (1981), que fueron procesados del mismo modo. Estos dos mapas fueron usados para computar el mapa de índices espectrales de la región, después de convolucionar y retabular el mapa de 1435 MHz al mismo haz e intervalo tabular que el mapa a 408 MHz (i.e. desde 30 a 51 minutos de arco y desde 0.25° a 0.33° respectivamente).

El índice espectral α entre 408 MHz y 1435 MHz fue calculado como:

$$\alpha = 2 - \log \left(\frac{T_{408}}{T_{1435}} \right) / \log \left(\frac{1435}{408} \right) \quad (3.1)$$

donde T_ν es la temperatura de brillo obtenida después de remover la contribución del background. El mapa de índices espectrales, con una resolución angular de 1° , se muestra en la Fig. 5.

La característica más destacada del mapa a 1435 MHz, (Fig. 1) es la estructura en forma de spur que parece envolver la región central del subgrupo Upper-SCO. Esta estructura se extiende desde $(l, b) \approx (2^\circ, 8^\circ)$ a $(l, b) \approx (350^\circ, 24^\circ)$ y desde allí a $(l, b) \approx (344^\circ, 17^\circ)$.

Para fines descriptivos esta estructura puede ser descompuesta en dos partes principales: un primer segmento que forma un ángulo de $\sim 60^\circ$ con el plano galáctico, y luego en $(l, b) \approx (350^\circ, 24^\circ)$ ésta se curva para formar el segundo segmento, con un nuevo ángulo de $\sim -45^\circ$ respecto al plano. Ambos segmentos están ligeramente curvados alrededor de la parte central de la región. La clara desconexión del plano y la correlación con otras observaciones de Upper-SCO (ver Sección 4.1) sugieren un origen local para esta estructura. Suponiendo la misma distancia que para Upper-SCO (i.e. 170 pc de acuerdo a Bertiau 1978 y Garrison 1967), estimamos un tamaño lineal de 45 ± 5 pc, con mucha de la emisión

concentrada en una capa, con una profundidad de 5 pc. Por simplicidad, llamaremos a esta región con características de spur el 'US-spur'.

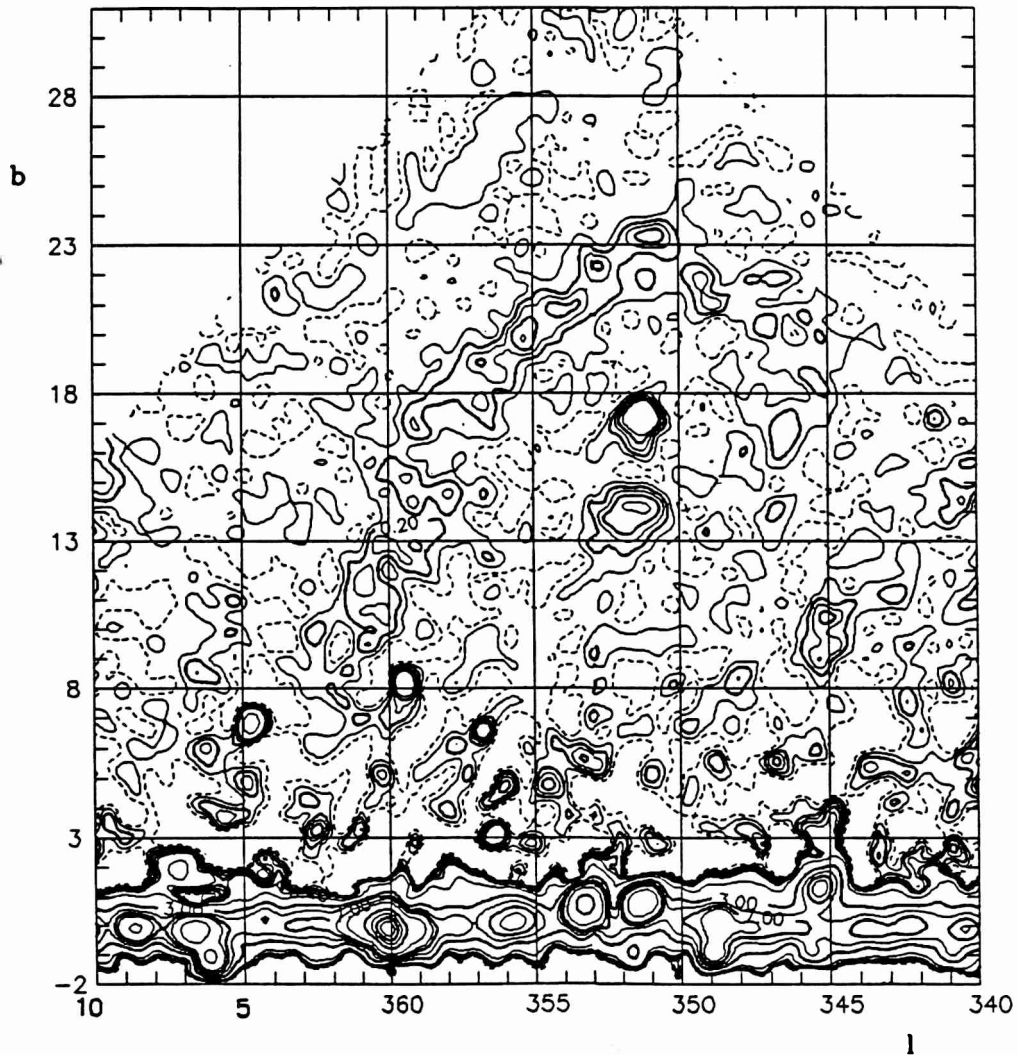


Figura 3.1: Emisión de radio continua a 1435 MHz de SCO OB2 después de la sustracción del 'background' difuso. Los contornos de las líneas están dados cada 0, 0.1, 0.2,..., 1; 1, 2, 3,..., 10; 20, 30,..., 70 K en temperatura de brillo

En el interior de la región que circunda al US-spur se detectan dos fuentes potentes. Éstas se identifican con las regiones HII S9 y RCW 129 (Sharpless 1959, Rodgers et al. 1960). Otras fuentes locales previamente detectadas por Baart et al. (1980) están localizadas en su mayoría a lo largo del US-spur. Cuatro fuentes adicionales observadas por ellos se detectan en $(l, b) \approx (348^\circ.1, 8^\circ.2)$, $(340^\circ.6, 14^\circ.2)$, $(345^\circ, 10^\circ)$ y $(358^\circ.0, 14^\circ.7)$ respectivamente. Seis fuentes extragalácticas están también presentes en $(l, b) \approx (350^\circ.6, 23^\circ.5)$,

($346^{\circ}.3$, $16^{\circ}.9$), ($356^{\circ}.7$, $14^{\circ}.7$), ($349^{\circ}.2$, $13^{\circ}.5$), ($359^{\circ}.3$, $8^{\circ}.3$) y ($356^{\circ}.7$, $6^{\circ}.6$) (Crovisier et al. 1978).

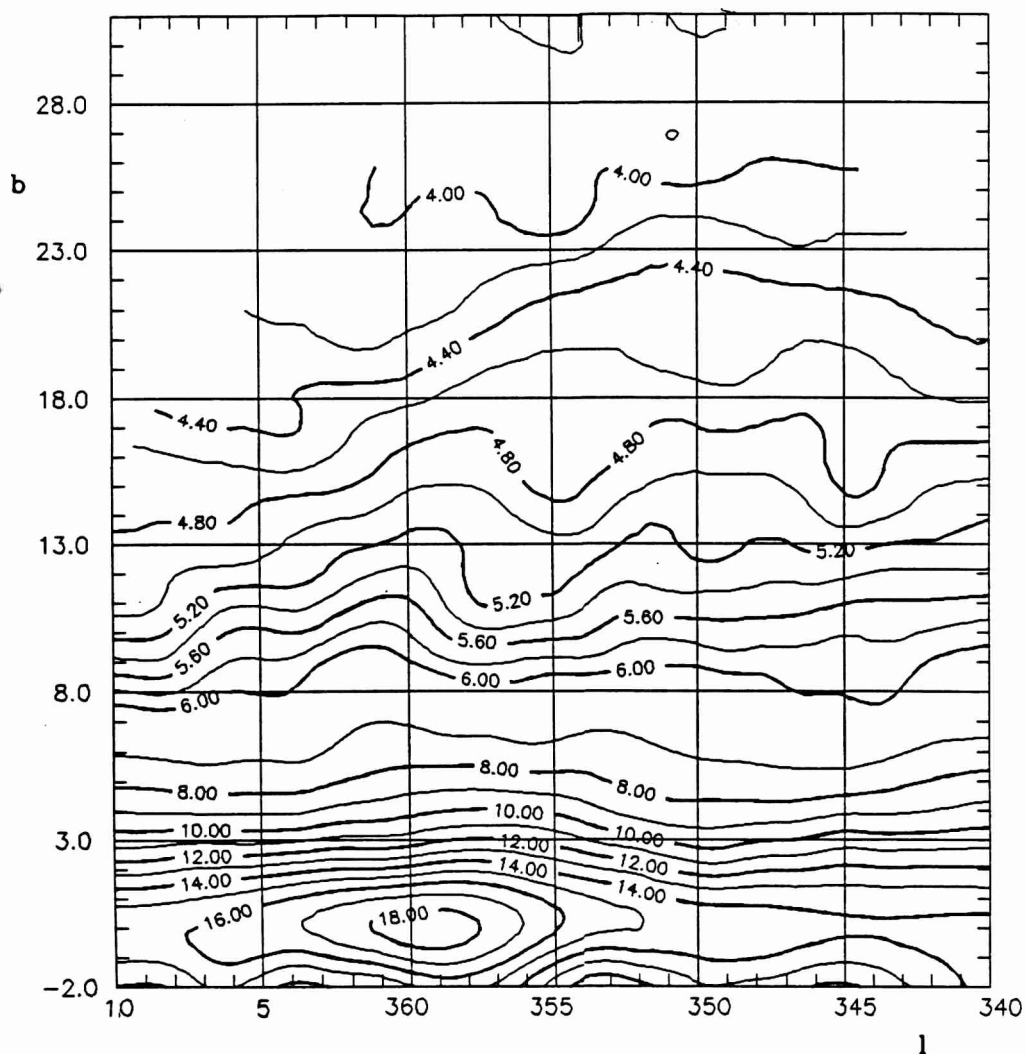


Figura 3.2: Componente background sustraído de las observaciones realizadas a 1435 MHz

En la Tabla 1 se resumen las propiedades de las principales fuentes detectadas en la región. La Columna 1 le asigna un código numérico a cada fuente que permite una fácil identificación en la Fig. 6. El mapa en esta figura sólo cubre las estructuras más brillantes de la región observada y la localización de otros objetos detectados a diferentes longitudes de ondas (ver Sección 4.1). La Columna 2 de la Tabla 1 da las coordenadas galácticas de las fuentes mientras que las Columnas 3 y 4 dan los valores del pico de la temperatura de brillo y la densidad de flujo total a 1435 MHz. Este último fue calculado como (Baars et

al. 1965):

$$S = \frac{2k}{\lambda^2} \int \int T_B d\Omega \quad (3.2)$$

donde T_B es la temperatura de brillo y la integral se extiende sobre la fuente. Extensión y tamaño estimados se dan en las Columnas 5 y 6 respectivamente. Los índices espectrales calculados usando los datos a 408 MHz son detallados en la Columna 7. Finalmente, cuando fue posible, identificaciones de las fuentes fueron dadas en la Columna 8.

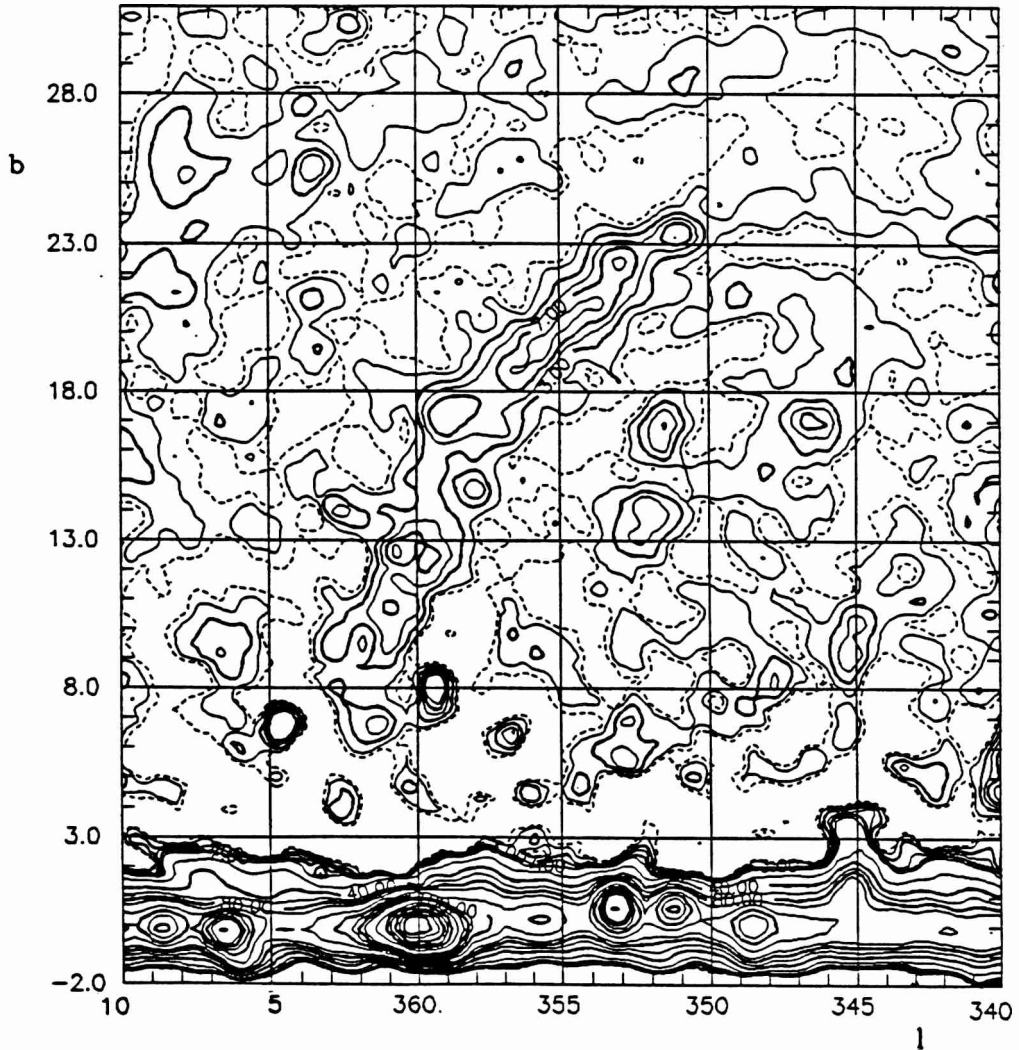


Figura 3.3: Emisión de radio continua a 408 MHz de SCO OB2 después de la sustracción del 'background' difuso. Los contornos de las líneas están dados cada 1, 2, ...,11; 20, 60,....., 200; 400, 600,1000 K en temperatura de brillo

Tabla 1. Fuentes en Sco OB2

Fuente Número	Coordenadas <i>l b</i>	$T_{B\max}$ [K]	S_{1435} [Jy]	Extensión [grado×grado]	Tamaño [pc×pc]	α_{408}^{1435}	Identificaciones
1	4.6 6.7	1.60	13.6	P	P	-0.58	1727-21 ¹
2	359.3 8.3	1.10	9.5	P	P	-0.70	1710-24 ^{1,2}
3	356.7 6.6	0.80	7.0	P	P	-0.50	1709-28 ²
4	352.8 5.5	0.46	5.8	2×1.5	5.6×4.4	-0.62	
5	348.1 8.2	0.34	4.7	1.5×1.8	4.4×5.3	-0.52	
6	346.7 5.6	0.46	2.8	1.3×1.1	3.8×3.2	-0.35	
7	345.2 10.7	0.51	17.9	2×4	5.6×11.8	-0.30	
8	340.6 14.2	0.34	10	2×1.5	5.6×4.4	-0.15	
9	346.3 16.9	0.30	2.5	P	P	-0.86	1602-28 ¹
10	350.6 23.5	0.50	3.6	P	P	-0.80	1643-22 ²
11	358.0 14.7	0.31	2.4	P	P	-0.82	1556-21 ^{1,2}
12	351.4 17.2	1.05	15.7	2×2.5	5.8×6	-0.13	S9 ³
13	351.7 14.4	0.56	31.0	3.5×3	10.5×8.9	-0.11	RCW 129 ⁴
14	349.2 13.5	0.32	2.7	P	P	-0.83	1622-29 ^{1,2}

¹ Ekers (1969), ² Crovisier (1978), ³ Sharpless (1959), ⁴ Rodgers (1960). P: Fuente puntual

La distribución del índice espectral completo se muestra en la Fig. 5. Una fuerte concentración de emisión no-térmica puede ser observada a lo largo del US-spur, con un valor medio de $\alpha \sim -0.65$. Los valores de α en la parte superior del spur presentan un achatamiento debido a la presencia de regiones HII tales como S1 y S7 (Sharpless 1959). Se discutirá el significado de estos valores en la próxima sección, después de repasar brevemente las observaciones realizadas por otros autores.

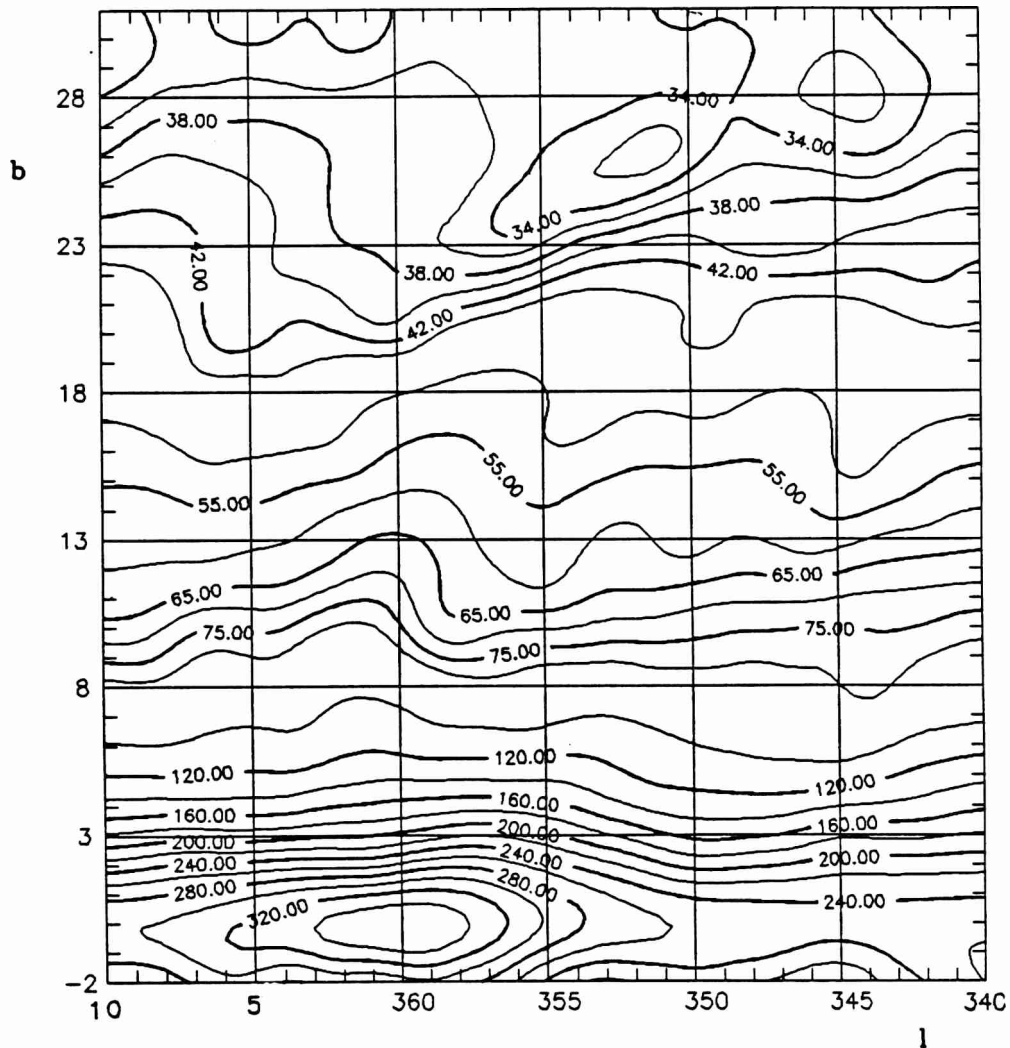


Figura 3.4: Componente background sustraído de las observaciones realizadas a 408 MHz

3.3 Discusión

3.3.1 Comparación con otras observaciones

La Fig. 6 muestra las posiciones de las estrellas más brillantes ($< B3$) del subgrupo SCO OB2 en el mapa a 1435 MHz. Estas estrellas están sobre, o circundadas por el US-spur. Sobre el lado opuesto a éste, la concentración más grande de HI puede encontrarse, principalmente en el primer cuadrante galáctico (Cappa de Nicolau & Pöppel 1986, de Geus 1988). Una estructura muy grande y angosta de HI se ha detectado, en coincidencia con la parte noreste del spur (Sancisi 1970). Solapado con la parte central de éste, nubes moleculares de gran extensión, principalmente CO, OH y CH^+ , también han sido observadas (Cohen 1983, Wouterloot 1984; Meyers et al. 1985).

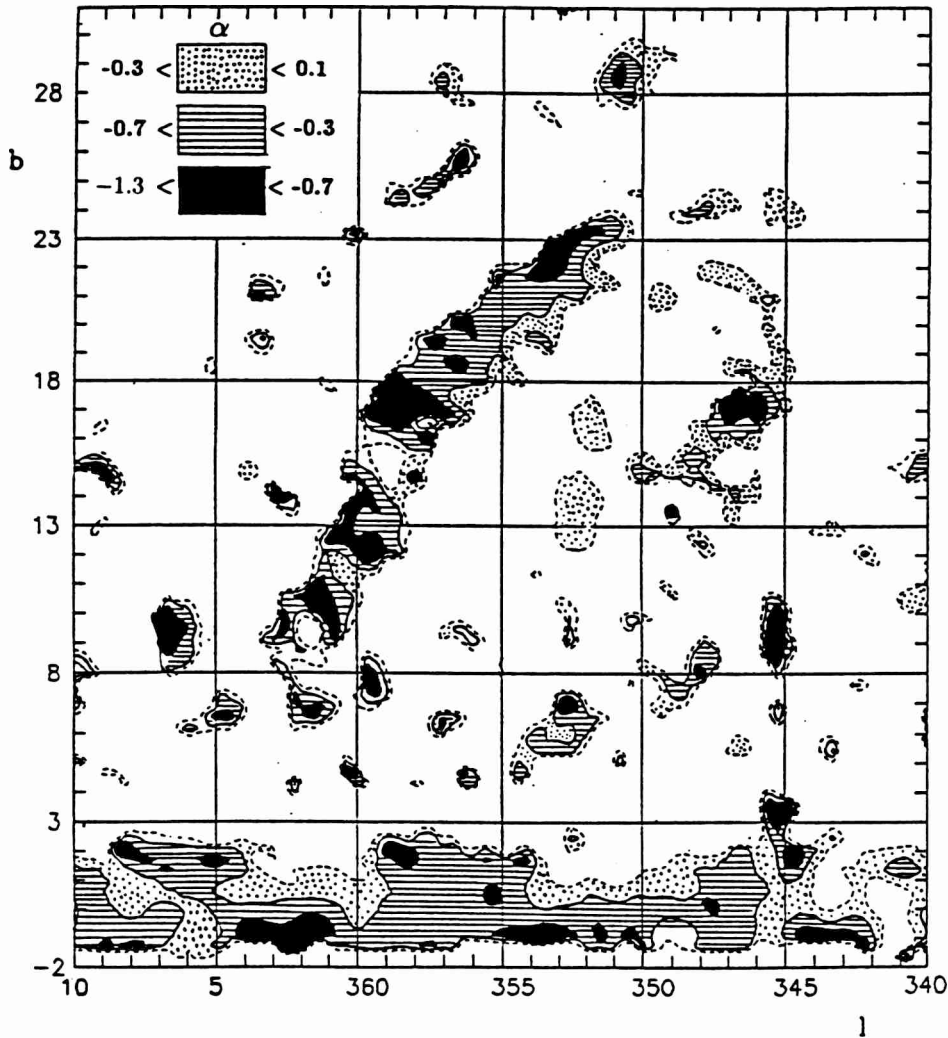


Figura 3.5: Distribución del índice espectral de la radiación en SCO OB2

El spur coincide también con la una de las concentraciones más grande de polvo en la región (Rossano 1978, Herbst & Warner 1981), con valores de extinción entre $0^m.4$ y $2^m.0$. La extinción se incrementa a valores de $4^m.0$, ó aún más grandes hacia las nubes de ρ Oph. Esto refleja una gran cantidad de polvo, tal como puede observarse en el mapa de $100 \mu\text{m}$ del IRAS (de Geus 1988).

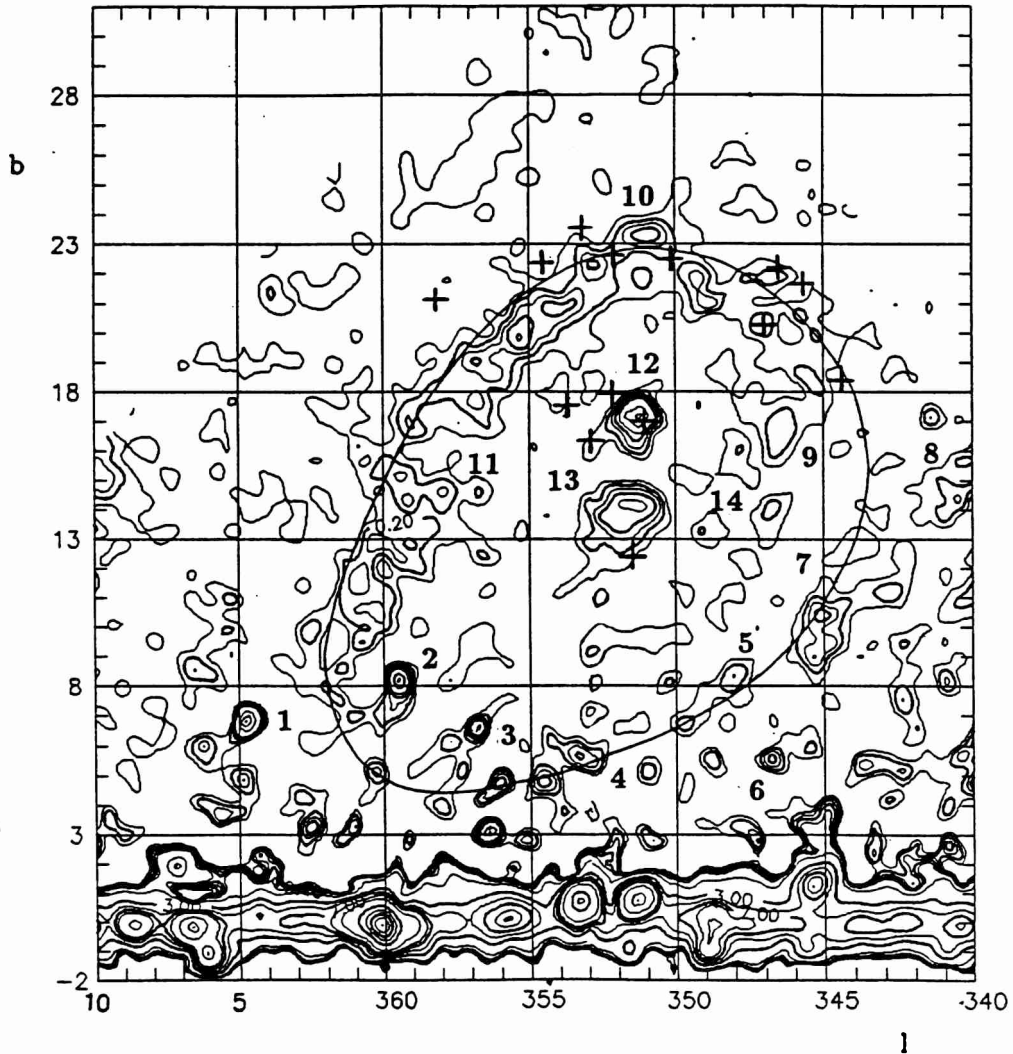


Figura 3.6: Emisión de radio continua a 1435 MHz sin en nivel 0 de Temperatura

Baart et al. (1980) observó parte de la región bajo discusión con el telescopio de 26 m de Hartebeesthoek a la longitud de onda de 13 cm. Ellos detectaron la parte norte del spur y diversas otras fuentes en la región. Sin embargo, no pudieron determinar si la fuente continua extendida presente en sus observaciones era de naturaleza térmica o no-térmica. Además, la suposición de un origen térmico los llevó a una contradicción entre el flujo de fotones de Lyman continuo predicho teóricamente y el flujo de fotones realmente observado para estrellas B. La naturaleza no-térmica de la estructura con características

de spur en Upper-SCO remueve esta dificultad.

3.3.2 Interpretación

La emisión no-térmica en el medio interestelar ISM se produce por mecanismo sincrotrón. Esto requiere la presencia de electrones relativistas y campos magnéticos. Las explosiones de SN producen fuertes shocks, los cuales se propagan a través del ISM, barriendo y comprimiendo el material, amplificando el campo magnético galáctico y acelerando los RC por medio del mecanismo de Fermi. En este contexto, la estructura no-térmica extendida observada en la región de Upper-SCO puede interpretarse como un efecto de la propagación de un fuerte shock (originado en una explosión de SN que ocurrió en el centro de la región) a través de un ISM nuboso (Blandford & Cowie 1982). La interacción entre el medio ambiente y el shock puede ser responsable no sólo de la emisión sincrotrón sino también de la estructura peculiar del medio difuso, así como de la abundancia y morfología de nubes moleculares.

Un ISM nuboso es considerado usual en asociaciones tempranas como SCO OB2 (Spitzer 1978), la que probablemente se originó en un proceso de cascada de SN (Ögelman & Maran 1976). Este medio consiste de dos fases: un medio homogéneo subyacente con una densidad de partículas n_{-1} , en el cual están embebidas nubes estandar de densidad n (see McKee & Ostriker 1977). Si una SN explota en tal medio, la subsecuente expansión adiabática del shock a través del tenue componente es determinado por las soluciones estandar de Sedov (Sedov 1959) [Ecs. 1.45 y 1.46], la cual implica:

$$t = 1.5 \times 10^3 n_{-1}^{1/2} E_{51}^{-1/2} R_{10}^{5/2} \text{ años} \quad (3.3)$$

$$v_s = 21.6 \times 10^2 R_{10}^{-3/2} E_{51}^{1/2} n_{-1}^{-1/2} \text{ km s}^{-1} \quad (3.4)$$

$$\bar{P} = 5.4 \times 10^{-9} E_{51} R_{10}^{-3} \text{ dyn cm}^{-2}. \quad (3.5)$$

Aquí t es el tiempo desde la explosión, v_s es la velocidad del shock, \bar{P} es la presión media interna en el medio homogéneo, E_{51} es la energía cinética inicial depositada en el frente por la SN en unidades de 10^{51} erg, n_{-1} es la densidad del componente subyacente del ISM en unidades de 0.1 cm^{-3} , y R_{10} es la distancia desde el frente del shock al punto de la explosión original en unidades 10 pc. Estas ecuaciones son válidas para $R_{10} \lesssim 2$ (Milne 1969, Blandford & Cowie 1982); más allá de este valor el shock se hace radiativo, esto es la radiación afecta la dinámica del shock. En el caso de Upper-SCO, suponemos una densidad entre nubes densas de $n_{-1} \sim 10$ de acuerdo a lo estimado por Strauss et al. (1979) y Paresce (1984), un valor estandar de la $E_{51} \sim 0.4$ correspondiente a una SN II (Spitzer 1978), y un radio de ~ 22 pc que puede ser derivado de nuestras observaciones. En la Fig. 6 se dibuja un contorno aproximado para el remanente. Con los valores mencionados obtenemos de las Eqs. (3.3)-(3.5), $t \approx 5.4 \times 10^4$ años, $v_s \approx 132.6 \text{ km s}^{-1}$ y $\bar{P} \approx 2 \times 10^{-10} \text{ dyn cm}^{-2}$. Como la edad de la asociación es $\sim 5 \times 10^6$ años (Blaauw 1978) el remanente observado debe ser el resultado de una supernova de segunda generación. Un remanente de esta edad debería estar en el último período de su expansión adiabática, próximo a ser afectado por pérdidas radiativas.

La velocidad del shock dentro de las nubes (esto es, en la fase más densa del ISM) es:

$$v_{\text{nubes}} \approx 750 E_{51}^{1/2} R_{10}^{-3/2} n^{-1/2} \quad (3.6)$$

Esto produce para una nube de densidad típica $n \sim 40 \text{ cm}^{-3}$ (McKee & Ostriker 1977, Blandford & Cowie 1982) una velocidad del shock de $v_{\text{nubes}} \approx 22.5 \text{ km s}^{-1}$. Esta velocidad baja implica que dentro de las nubes el gas shockeado ha tenido suficiente tiempo para enfriarse significativamente y de esta manera ser dominado por las pérdidas radiativas. Para tales shocks lentos se espera que la fracción de ionización en la región postshock sea pequeña, y por lo tanto la componente térmica debería ser pequeña también. Este comportamiento se ve reflejado en la parte este del US-spur.

Las nubes están penetradas por el campo magnético galáctico (asumimos un valor típico de $\bar{B} \approx 2.5 \times 10^{-6}$ Gauss siguiendo a Spitzer 1978) y RC electrónicos ambientales, con una distribución de energía del tipo $N(E) \propto E^{-p}$ como la que introdujimos en la sección 1.2.1 del Capítulo 1. Bajo estas circunstancias, las ondas de Alfvén producidas por turbulencia en las nubes actúan como dispersores, los que dispersan a los electrones con cierto ángulo de inclinación entre su velocidad y el campo magnético. Estos electrones son acelerados por un proceso de Fermi de primer orden en el frente del shock (ver Axford et al. 1977, Bell 1977, 1978a y Blandford & Ostriker 1978 para detalles). Los electrones altamente relativistas emergentes emitirán radiación sincrotrón en el campo magnético magnificado de la región postshock produciendo un espectro no-térmico con índice espectral $\alpha = (1 - p)/2$, donde p no depende de los detalles del proceso de dispersión ni de la geometría del campo magnético, sino solo del factor de compresión ξ del shock. Se puede probar que $p = 3\xi(\xi - 1)^{-1} - 2$ (e.g. Blandford & Ostriker 1978, Reynolds 1988), donde (e.g. Landau & Lifshitz 1959):

$$\xi = \frac{n_1}{n_2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{2}{M^2(\gamma + 1)} \quad (3.7)$$

con M el número de Mach, γ el índice adiabático, y n_1, n_2 la densidad de partícula de la región post y pre-shock respectivamente. Para el caso de un shock fuerte tenemos $\xi \approx (\gamma + 1)/(\gamma - 1) = 4$ ($\gamma = 5/3$). Entonces, $p \approx 2$ y el índice espectral es $\alpha \approx -0.5$. Mucha de la emisión no-térmica del US-spur se corresponde con este valor como se puede apreciar en la Fig. 5. Valores más bajos pueden ser explicados por efectos adicionales que surgen cuando el shock comienza a volverse radiativo y la compresión se reduce (Blandford & Ostriker 1978). Debido al gran tamaño del spur (el cual es interpretado sólo como el resultado de la interacción del shock con las nubes externas de la región) este empinamiento del espectro puede aparecer en diversos sitios dentro de éste, como la Fig. 6 parece mostrar. Esperamos la supresión de la emisión sincrotrón por el efecto Razin-Tsytovich para frecuencias menores que:

$$\nu \sim 20 n (B/10^{-6} \text{G})^{-1} \approx 320 \text{ MHz} \quad (3.8)$$

La energía total de los electrones relativistas en las regiones comprimidas por el shock puede estimarse como (Blandford & Cowie 1982):

$$E_e = 2 \times 10^{47} E_{51}^{0.17} B_{-6}^{-0.31} R_{10}^{2.5} f \text{ erg}, \quad (3.9)$$

donde el factor de llenado para las nubes es $f \approx 0.02$ (McKee & Ostriker 1977). Esto lleva a un valor de $E_c \approx 2.92 \times 10^{45}$ erg para esta energía.

Evidencia adicional acerca de la presencia de un shock en la región es suministrada por las abundancias de las especies moleculares mencionadas tales como CH^+ , CO y OH (ver Sección 4.1). Estas moléculas pueden ser creadas por reacciones químicas en la capa de relajación post-shock (e.g. McKee & Hollenbach 1980). Los shocks disociativos ($v_{\text{nubes}} \gtrsim 30 \text{ Km s}^{-1}$) destruyen las moléculas pre-existentes y forman nuevas moléculas en la región de enfriamiento detrás del frente del shock. Los shocks no-disociativos ($v_{\text{nubes}} \lesssim 30 \text{ Km s}^{-1}$) calientan y comprimen el medio ambiente produciendo reacciones que modifican las razones de abundancias moleculares. En ambos casos, las abundancias moleculares de OH, CH^+ y CO pueden ser producidas a partir del medio original (básicamente H y H_2) (McKee & Hollenbach 1980). Otra evidencia es suministrada por observaciones de la línea del H_2CO por Meyers et al. (1985), las cuales parecen mostrar nubes elongadas a lo largo del US-spur. Estas estructuras filamentosas pueden ser formadas por inestabilidades en la región de enfriamiento radiativo detrás del shock (McCray et al. 1975; Chevalier & Theys 1975, Romero et al. 1994).

La región externa al US-spur (1^{er} cuadrante galáctico) está caracterizada por densidades bajas y la predominancia del hidrógeno neutro (Cappa de Nicolau & Pöppel 1986). Esta región, donde la formación estelar no ha comenzado, puede ser identificada con el gas pre-shock.

3.4 Conclusiones

Las observaciones de la región de Upper-SCO a 1435 MHz muestran claramente la presencia de una estructura extendida en forma de spur, una vez que las contribuciones del background fueron apropiadamente removidas. Cuando las observaciones de Haslam et al. (1981) son procesadas en forma análoga ellas revelan la misma estructura. Este spur parece ser una estructura local relacionada a la asociación SCO OB2. Los cálculos del índice espectral muestran una fuerte componente no-térmica en la radiación.

Se interpreta a esta estructura como el resultado de la interacción de un shock, originado en una explosión de SN que ocurrió $\sim 5.4 \times 10^4$ años atrás dentro de un medio interestelar nuboso, encontrándose la concentración más grande de nubes densas sobre el spur. En este escenario, diversos parámetros físicos pueden ser estimados con unas pocas y simples suposiciones.

Si la interpretación de este trabajo es correcta, las nubes comprimidas en el spur proveerán una fuente de rayos- γ a través del decaimiento π^0 y el bremsstrahlung de electrones.

3.5 Referencias

- Axford, W.I., Leer, E. and Skadrom, G., 1977, Proc. 15th International Conference on Cosmic Rays. Plovdiv, p.132
- Baars, J.W.M., Mezger, P.G., Wendker, H., 1965, ApJ 142, 122
- Baart, E.E., de Jager, G., Mountfort, P.I., 1980, A&A 92, 156
- Bell, A.R., 1977, MNRAS 179, 573
- Bell, A.R., 1978a, MNRAS 182, 147
- Bertiau, F.C., 1958, ApJ 128, 533
- Blaauw, A., 1964, ARA&A 2, 213
- Blaauw, A., 1978, in: Problems of Physics and Evolution of the Universe. Mirzoyan, V.L. (ed.) American Academy of Sciences. Yerevah, p.101
- Blandford, R.D., Ostriker, J.P., 1978, ApJ 221, L229
- Blandford, R.D., Cowie, L.L., 1982, ApJ 260, 625
- Cappa de Nicolau, C.E., Pöppel, W.G.L., 1986, A&A 164, 274
- Chevalier, R.A., Theys, J.C., 1975, ApJ 195, 53
- Cohen, R.S., 1983, in Survey of the Southern Galaxy, W.B. Burton and F.P. Israel (eds.) Reidel Dordrecht, p.265
- Colomb, F.R. et al., 1995, en preparación
- Crovisier, J., Kazes, I., Hundry, D., 1978 A&AS 32, 205
- Ekers, J.A. (ed.), 1969, Aust.J.Phys.Astrophys.Suppl.nº7
- Elias, J.H., 1978, ApJ 224, 453
- Garrison, R.F., 1967, ApJ 147, 1003
- de Geus, E.J., 1988, Ph.D. Thesis, University of Leiden
- Grasdalem, G.L., Strom, K.M., Strom, S.E., 1973, ApJ 184, L53
- Hardie, R.H., Crawford, D.L., 1961, ApJ 133, 843
- Haslam, C.G.T., Wilson, W.E., Graham, D.A., Hunt, G.C., 1974, A&AS 13, 359
- Haslam, C.G.T., Klein, U., Salter, C.J. et al., 1981, A&A 100, 209
- Herbst, W., Warner, J.W., 1981, AJ 86, 885
- Lada, C.J., Wilking, B.A., 1984, ApJ 287, 610
- Landau, L.D., Lifshitz, E.M., 1959, Fluid Mechanics. Oxford, Pergamon
- Loren, R.B., Wootten, H.A., 1986, ApJ 306, 142
- McCray, R., Stein, R.F., Kafatos, M., 1975, ApJ 169, 565
- McKee, C.F., Ostriker, J.P., 1977, ApJ 218, 148
- McKee, C.F., Hollenbach, D.J., 1980, ARA&A 18, 219
- Meyers, K.A., Snow, T.P., Federman, S.R., Berger, M., 1985, ApJ 288, 148
- Milne, D.K., 1969, Aust. J. Phys. 22, 613
- Montmerle, T., Koch-Miramond, L., Falgarone, E., Grindlay, J.E., 1983, ApJ 269, 182
- Ögelman, H.B., Maran, S.P., 1976, ApJ 209, 124
- Paresce, F., 1984, AJ 89, 1022
- Reich, P., Reich, W., 1988, A&AS 74, 7
- Reynolds, S.P., 1988, in: Galactic and Extragalactic Radio Astronomy. Verschuur, G.L., Kellermann, K.I. (eds.). Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, p.439
- Rodgers, A.W., Campbell, C.T., Whiteoak, J.B., 1960, MNRAS 121, 103
- Romero, G.E., Combi, J.A., Colomb, F.R., 1994, A&A 288, 731
- Rossano, G.S., 1978, AJ 83, 241

- Rydgren, A.E., 1980, AJ 85, 438
Sancisi, R., Van Woerden, H., 1970, A&A 5, 135
Sedov, L.I., 1959, Similarity and Dimensional Methods in Mechanics. Wiley, New York
Sharpless, S., 1959, ApJS 4, 257
Sivan, J.P., 1974, A&AS 16, 163
Spitzer, L., 1978, Physical Processes in the ISM. Wiley, New York
Sofue, Y., Reich, W., 1979, A&AS 38, 251
Strauss, F.M., Pöppel, W.G.L., Vieira, E.R., 1979, A&A 71, 319
Vrba, F.J., Strom, K.M., Strom, S.E., Grasdalen, G.L., 1975, ApJ 197, 77
Wilking, B.A., Lebofsky, M.J., Rieke, G.L., 1975, AJ 84, 199
Wilking, B.A., Lada, C.J., 1983, ApJ 274, 698
Wills, B.J., 1975, Aust. J. Phys. Suppl. 38, 1
Wouterloot, J.G.A., 1984, A&A 135, 32

Capítulo 4

La naturaleza de la emisión- γ hacia el spur de Upper-Sco

4.1 Introducción

Las observaciones recientes de la emisión- γ difusa por el telescopio de alta energía EGRET del Observatorio de Rayos Gamma COMPTON sobre SCO OB2 han abierto un nuevo panorama acerca de la naturaleza de la estructura con forma de spur detectada en el continuo de radio a 1435 MHz por Combi et al. (1995) (ver Capítulo 1), conocida como US-spur. Estas observaciones han mostrado varios campos de emisión- γ magnificada solapados con esta estructura (Hunter et al. 1994). Los datos del componente atómico (HI) obtenidos de recientes observaciones de alta resolución de SCO OB2 realizadas por Digel et al. (1994), han revelado un fuerte decrecimiento de la columna de densidad de HI hacia el interior del spur, con valores $< 10^{21} \text{cm}^{-2}$.

Por otro parte, las últimas observaciones de CO para la región presentadas por de Geus et al. (1990), revelan sistemas filamentosos de nubes coincidentes con esta estructura. Hunter et al. (1994), usando medidas de rayos- γ y surveys de CO y HI completos, estudiaron las nubes moleculares de la región. Esto les permitió conocer la razón en la línea de la visual de la columna de densidad de H_2 , ($N(\text{H}_2)$) a la intensidad integrada de la línea de CO (W_{CO}) a 115 GHz, conocida como $X = N(\text{H}_2)/W_{\text{CO}}$. Como la calibración de la razón X requiere de un trazador indirecto de la masa molecular, usaron medidas de rayos- γ de alta energía y determinaron una razón X promedio para la región consistente con otras determinaciones obtenidas previamente (Lebrun & Huang 1984, de Geus & Burton 1991). La distribución del índice espectral en el US-spur calculada en el Capítulo 3 mostró una concentración fuerte (~ 90 % de la fuente extendida) de emisión no-térmica. Todos estos nuevos datos observacionales imponen restricciones al modelo que se aplique a la interpretación del origen de esta estructura.

En este capítulo, se interpreta a la emisión- γ detectada hacia el US-spur, como el resultado de la interacción del shock introducido en el capítulo anterior (originado en una explosión de SN), con material interestelar difuso (como nubes moleculares), y se estiman diversos parámetros físicos involucrados en el proceso de emisión. Además, se verifican los índices espectrales calculados en esta dirección con las predicciones recientes sobre el origen y propagación de RC en el ISM.

4.2 Otras observaciones

El progreso en el conocimiento del origen del US-spur puede ser trazado por diversos datos observacionales que incluye: radioemisión continua, emisión- γ difusa, y surveys de CO y HI. Las observaciones de radio a 1435 MHz de SCO OB2 han permitido junto a las observaciones de todo el cielo realizadas por Haslam et al. (1981) a 408 MHz, calcular la distribución del índice espectral de la radiación en el US-spur (ver Figura 1b). Los valores obtenidos en esta dirección mostraron una fuerte componente no-térmica de la radiación, la cual surge de una población de electrones energéticos con espectro de energía $\sim E^{-2.3}$.

Los valores más bajos de la distribución de la columna de densidad de HI integrada en dirección al US-spur (de Geus et al. 1990) muestran correlaciones buenas con la distribución de la emisión continua observada a 408 MHz y 1435 MHz, fundamentalmente entre $(l, b) \sim (0^\circ, +10^\circ)$ y $(l, b) \sim (354^\circ, +20^\circ)$. Este agujero de HI sobre el spur podría tener su explicación en las abundancias de las especies moleculares aquí detectadas.

La distribución del polvo en esta misma zona tiene muy pocas similitudes a pesar de mostrar una concentración alta hacia las nubes de ρ -Oph localizadas en el centro de SCO OB2 (de Geus et al. 1990). Cuando toda la región fue mapeada en la línea $J = 1 \rightarrow 0$ de CO (de Geus et al 1990), mostró una serie de estructuras filamentosas solapadas con el spur. Estas nubes están divididas en cinco complejos diferentes separados en posición y velocidad. Las nubes concernientes al Complejo 2 coinciden con la parte central del US-spur. Ellos estimaron una masa de gas para éste de $\sim 2000 M_\odot$. Estos valores, están dentro del rango de las masas de OH computadas previamente por Wootten (1981) para sus regiones 'e' y 'f', las cuales abarcan una zona más amplia que la estructura del spur. Vrba et al. (1976, 1977) consideraron que el origen de éstas, probablemente se deban al pasaje de un shock.

Varios autores han usado el conjunto de datos finales del COS B para derivar la densidad de RC en la región de SCO OB2, relativa a la densidad de RC en la vecindad solar. Bignami & Morfill (1980) encontraron un factor de amplificación $K_s = F_{\gamma_{obs}}/F_{\gamma_{esp}}$ mayor que 1.7. Cassé & Paul (1980) reportaron un factor entre 2-10, Issa & Wolfendale (1984) obtuvieron un valor de ~ 3 . Más recientemente Hermesén (1990) obtuvo un factor de ~ 2 . La magnificación de la densidad de RC en la región sugiere aceleración de RC por un viejo SNR como el Loop I (Morfill, 1981), y la presencia de vientos estelares intensos desde las estrellas OB dentro de SCO OB2 (Cassé & Paul 1980, Cesarsky & Montmerle 1983).

La región de SCO OB2 ha sido observada varias veces con el detector de rayos- γ de alta energía EGRET instalado a bordo del CGRO. Estas observaciones combinadas

en cuatro grupos bien definidos, muestran una actividad importante en este rango de frecuencias (Hunter et al. 1994). Tomando en cuenta sólo la zona que involucra a la estructura del US-spur, varios campos de rayos- γ en el rango entre 30 MeV y 10 GeV han sido detectados, muchos de ellos solapados con regiones de emisión no-térmica con valores del índice espectral entre $-1.3 < \alpha < -0.5$. Una detallada comparación de los cuatro grupos de observaciones, muestra variaciones en la intensidad de la emisión de rayos- γ detectados. Una estimación del flujo de rayos- γ integrado sobre el promedio de los cuatro períodos resulta ser de: $\langle F_{\gamma_{obs}} \rangle \approx 5.2(\pm 1) \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mostrando una fluctuación acentuada entre el primer y tercer grupo. Las fluctuaciones podrían originarse en la presencia de dos fuentes puntuales, el cuasar PKS 1622-253 y la fuente de rayos- γ GRO J1631-27 no detectada con anterioridad, las cuales se suman a la emisión- γ difusa detectada hacia ρ -Oph por el EGRET (Hunter et al. 1994).

En las Figuras 1 y 2 se muestran mapas detallados del spur a distintas frecuencias, donde la región de ρ -Oph ha sido removida para evitar confusiones. La Fig. 1a muestra la emisión de radio continua observada a 1435 MHz, después de la sustracción de la emisión del background (para más detalles acerca del método de filtrado consultar el Capítulo 2 y Combi & Romero (1995)). Las líneas de los contornos se muestran a 0.1, 0.2,..., 0.5 K en temperatura de brillo. La Fig 1b muestra la distribución del índice espectral en el US-spur calculado entre 408-1435 MHz. Los contornos están espaciados en intervalos de 0.2, 0.4 y 0.6.

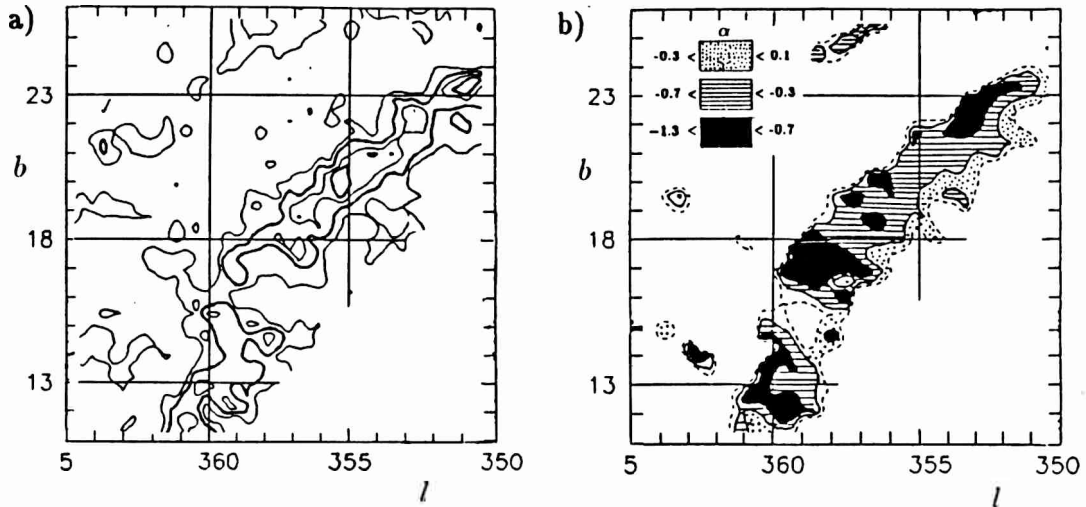


Figura 4.1: a) Emisión de radio continua a 1435 MHz. b) Distribución del índice espectral en el US-spur

En la Figura 2a se pueden ver las nubes de CO detectadas por de Geus et al. (1990) hacia SCO OB2 coincidentes con el US-spur. Los valores de los contornos están dados en intensidad integrada de la línea de CO a 115 GHz, $W(\text{CO}) = 5.0, 20.0, 55.0$ y 112.5 Km s^{-1} . En la Figura 2b se muestra la emisión- γ difusa para $E \geq 100 \text{ MeV}$ detectada por el EGRET. Los intervalos de los contornos están dados cada $2 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e

intensidades más grandes que 10^{-4} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ se muestran en negro.

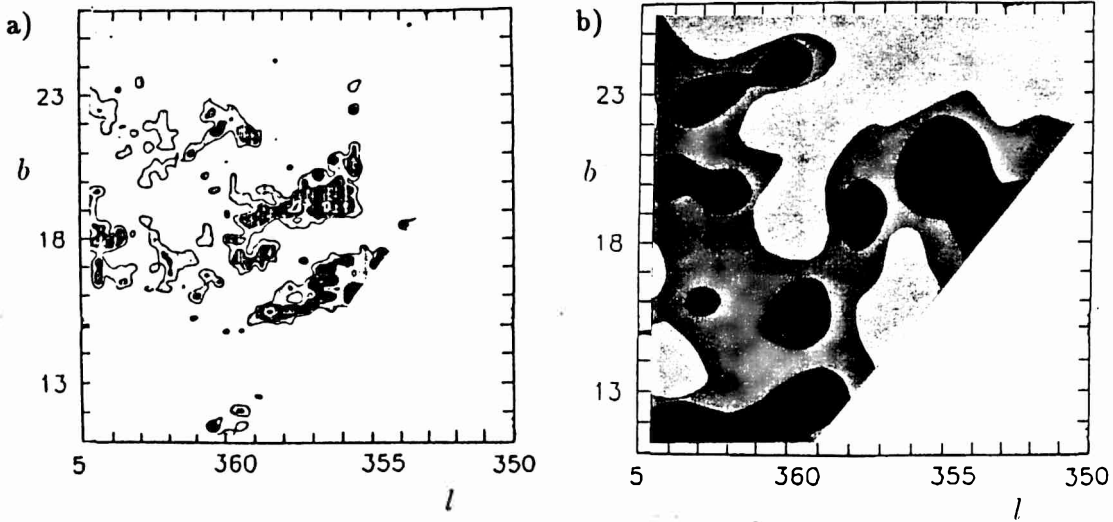


Figura 4.2: a) Emisión del CO detectada hacia el US-spur. b) Emisión de rayos- γ detectada por el EGRET

4.3 Interpretación

La emisión- γ detectada hacia el US-spur puede ser explicada como la consecuencia de la interacción de un SNR en expansión (del cual el US-spur forma parte, de acuerdo al Capítulo 1) con nubes interestelares. Estas nubes constituídas principalmente por moléculas de CO, OH y H $_2$ parecen ser abundantes de acuerdo a los datos observacionales recientes (ver Sección 1.2).

La emisión sincrotrón detectada en el US-spur tiene un valor medio de $\langle\alpha\rangle \simeq -0.65$, llegando a valores tan empinados como $\alpha \sim -1.3$ en algunas regiones. Estos valores, como se a discutido en el Capítulo 1 se pueden explicar si un mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden está operando en el shock (Bell 1977, 1978; Blandford & Ostriker 1978; Blandford 1980; Drury et al. 1989). En este escenario, las partículas supratérmicas son aceleradas sistemáticamente por dispersión entre inhomogeneidades magnéticas (e.g. ondas de Alfvén) a través de un proceso de convección por el flujo de partículas convergente desde la región pre-shock. La aceleración en el shock transforma un grupo de partículas de la región pre-shock con una distribución de momento p_0 en una distribución de ley de potencia $f(p) \propto p^{-q}$ de electrones reacelerados dentro de la nubes. El índice q está relacionado con el factor de compresión ξ a través de:

$$q = \frac{3\xi}{\xi - 1} \quad (4.1)$$

Esta ecuación es independiente de los detalles del proceso de aceleración y en general

de la geometría del campo magnético (Blandford 1980; Reynolds 1988). Para un índice espectral medio de -0.65 como el calculado para el spur, como $\alpha = (1 - p)/2$, podemos ver que el factor de compresión correspondiente sería de ~ 4 , valor típico de un shock fuerte.

Todos estos hechos permiten dar cuenta de la emisión no-térmica detectada hacia el spur. De la misma manera, la emisión- γ observada hacia éste, también puede ser interpretada a través de la presencia de un shock fuerte, ya que no sólo la componente electrónica de los RC ambientales es amplificada en el frente, sino también la componente hadrónica, la cual transporta un gran porcentaje de la energía de los RC.

Los procesos que conducen a la producción de rayos- γ por la interacción de RC con materia interestelar son bien conocidos (e.g. Stecker 1971, Black & Fazio 1973, Chupp 1976). El flujo de la emisión- γ de una nube de masa M (en masas solares), localizada a una distancia d (dada en pc) de la tierra, puede ser calculada usando la razón de producción de rayos- γ q_γ (dada en fotones por segundo y por átomos de H para $E_\gamma \geq 100$ MeV) de acuerdo a Morfill et al. (1984) como:

$$F_\gamma \approx 10^{-6} \frac{M q_\gamma}{d^2} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (4.2)$$

El valor de q_γ es determinado por el flujo de RC ambientales. En la vecindad de nuestro sistema solar un valor de $q_\gamma = 2.1 \pm 0.3 \times 10^{-25}$ ha sido medido para rayos- γ con $E \geq 100$ MeV con la colaboración del COS B (Lebrun et al. 1982, Strong et al. 1982). Todos los procesos descriptos en la Sección 1.2 del Capítulo 1 son incluidos en la determinación experimental de q_γ .

Si bien existe cierta incerteza en la masa total de las especies moleculares asociada al spur, podemos inferir de las abundancias de CO y OH detectadas en esta dirección, un rango de masas entre $2000 \leq M_\odot \leq 6000$ (ver Sección 2.1). De manera que, el rango del flujo de rayos- γ esperado desde esta región, estará entre 1.4 y $4.3 \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. El flujo calculado sobre la base de los reportes de masa estimados, es un factor ~ 2 ó 3 menor que el medido, si la intensidad de RC en el US-spur es la misma que en la vecindad solar.

En la Figura 4.3, se ha graficado la amplificación K_s en función de las masas detectadas en dirección al spur. Como puede verse, para obtener un flujo de rayos- γ como el observado por el EGRET es necesario que los valores de las masas presentes en la región de emisión sean mayores a 6000 masas solares, lo cual dentro del spur parece ser poco probable de acuerdo a los datos observacionales recientes.

Por otro lado, asumiendo que la emisión de rayos- γ resulta de un exceso localizado real de RC, y no se debe a incertezas en las estimaciones de las masas o las medidas de la emisión de rayos- γ , la alta densidad de RC requerida (2 ó 3 ordenes de magnitud más que la local) puede resultar de la concentración alta de partículas aceleradas en el shock del SNR. La densidad de energía de los RC en la capa densa detrás del shock es alta por dos razones: el efecto de compresión y el incremento en la energía de las partículas asociado al incremento en el campo magnético.

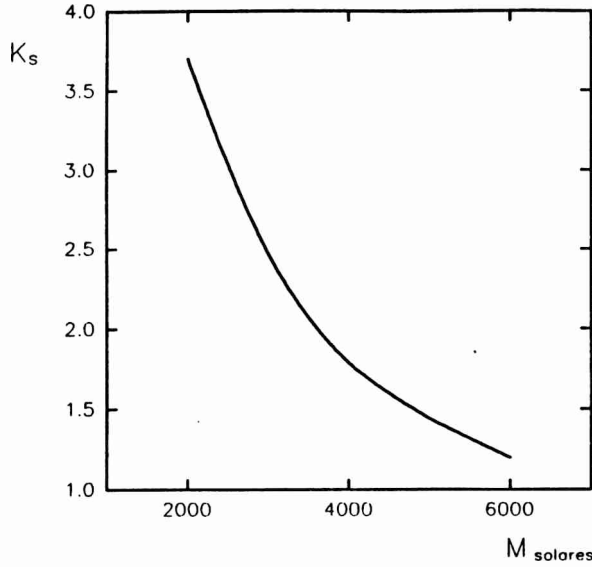


Figura 4.3: Magnificación en función de la masa detectada hacia el spur

Si suponemos un campo magnético de una fuerza de B_{-6} microgauss embebido en el gas pre-shock, entonces la razón de compresión detrás del shock estará limitada por presión magnética. Sin embargo, para nubes densas, la compresión puede estar limitada por presión térmica más que magnética, de manera que de acuerdo a Blandford & Cowie (1982) el factor de compresión ξ será:

$$\xi = \frac{3400 E_{51} R_{10}^{-3}}{n}, \quad (4.3)$$

donde E_{51} es la energía de la explosión en unidades de 10^{51} , R_{10} es el radio del remanente en unidades de 0.1 pc, y n es la densidad de las nubes comprimidas dada en unidades de cm^{-3} . Para los valores de los índices espectrales derivados de nuestras observaciones hacia el US-spur, la razón de compresión toma valores entre $2 \leq \xi \leq 4$, y por lo tanto la densidad de las nubes en la región estará entre $32 \leq n \leq 60 \text{ cm}^{-3}$, la cual corresponde a nubes interestelares estandar que tienen una $T \sim 80 \text{ K}$ de acuerdo a Blandford & Ostriker (1980).

Los protones y electrones en las nubes comprimidas por el shock pueden proveer una fuente de rayos- γ a través del decaimiento π^0 y el bremsstrahlung de electrones, respectivamente (Stecker, 1971). De acuerdo a Blandford & Cowie (1982) la emisividad volumétrica para rayos- γ con energía $E \geq 100 \text{ MeV}$ estará dada por:

$$\epsilon_{\gamma} \sim 2 \times 10^{-12} (1 + 0.14\beta) \xi n \left(\frac{p_e}{1 \text{ dyn cm}^{-2}} \right) \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (4.4)$$

donde p_e y βp_e son las presiones de RC de electrones y protones, respectivamente. Por lo tanto, combinando esta ecuación con la ecuación de la presión de un gas de electrones

relativista completamente degenerado $p_e = E_e/3V$ (Lang 1974), y la Ec. 3.9 de la energía total de electrones relativistas en las regiones comprimidas dada por:

$$E_e = 2 \times 10^{47} E_{51}^{0.17} B_{-6}^{-0.33} R_{10}^{2.5} f \text{ erg}, \quad (4.5)$$

donde f es el factor de llenado de las nubes (ver McKee & Ostriker, 1977), la razón de producción de fotones de rayos- γ en el shock del SNR será:

$$\Phi_\gamma = 1.3 \times 10^{35} \langle n \rangle R_{10}^{2.5} B_{-6}^{-0.33} E_{51}^{0.17} (1 + 0.14\beta) \xi \text{ s}^{-1}. \quad (4.6)$$

Aquí $\langle n \rangle \equiv fn$ es la densidad promedio de material comprimido radiativamente que entra al remanente, y E_{51} , R_{10} son los mismos que en la Ec. 4.3. En función de los parámetros derivados para el US-spur en el Capítulo 1: o sea una distancia de 170 pc, una $E_{51}=0.4$ y un $R_{10}=2.2$, el flujo esperado desde esta región estará dado en función del campo magnético y el factor de compresión por:

$$F_\gamma = 2.4 \times 10^{-7} B_{-6}^{-0.33} \xi \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (4.7)$$

donde hemos tomado un valor de $(1+0.14\beta) = 2.4$, una densidad promedio para las nubes de $\bar{n} \sim 45 \text{ cm}^{-3}$ obtenida de la Ec. 4.2 y un factor de llenado de 0.02. La Fig. 4 muestra un gráfico del flujo- γ en función del factor de compresión para tres valores del campo magnético pre-shock. Como puede verse para valores del factor de compresión entre 2.7 y 3.5 el flujo- γ observado por el EGRET sobre el US-spur puede ser representado por el modelo adecuadamente.

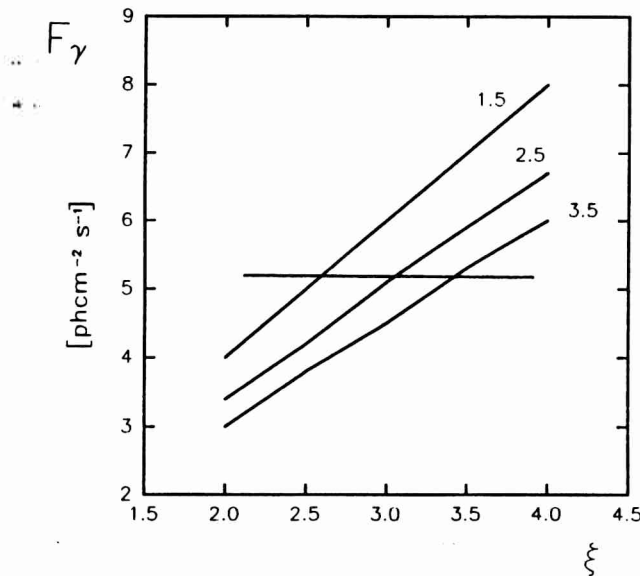


Figura 4.4: Flujo- γ en función del factor de compresión del shock y el campo magnético pre-shock

4.4 Discusión

La emisión- γ y la emisión no-térmica detectada en dirección al US-spur conforman un grupo de medidas indirectas de la presencia de RC en esta región. El origen de los RC es aún uno de los mayores enigmas de la astrofísica contemporánea, y por lo tanto muchas fuentes energéticas han sido sugeridas para explicar parte de la población de partículas de RC observados.

Recientemente, Biermann (1993, y otras referencias allí), ha argumentado que existen dos fuentes de RC en el ISM que pueden proveer energías $< 10^{20}$ eV a las partículas. Éstas son: i) las explosiones de SN en un ISM normal (SN-ISM), y ii) las explosiones de SN en el viento estelar propio de la estrella (SN-V). Para SN-V, la aceleración de RC se sugiere para extender la energía de las partículas a $\approx 10^{18}$ eV. Aquí domina el espectro del He, y los elementos más pesados, ya con energías de algunos GeV.

Una consecuencia de la propuesta de Biermann (1993) para el origen de los RC es la predicción del espectro de electrones. Hay una energía característica E_c^* , debajo de la cual el escape de la galaxia domina el espectro, y otra encima de la cual dominan las pérdidas sincrotrón y Compton inverso.

Un ajuste de la ley de potencia espectral de electrones de RC sobre los 10 GeV ha sido realizado recientemente por Wiebel-Sooth et al. (1995). Ellos han mostrado que las explosiones de SN-ISM no son capaces de producir electrones con energías por encima de los TeV, mientras las explosiones de SN-V si pueden hacerlo. Sus predicciones para el espectro de energía de electrones en una SN-ISM es $\sim E^{-2.75 \pm 0.04}$ (debajo del 'acodamiento'), y para SN-V es $\sim E^{-2.67 - 0.02 \pm 0.02}$ después de corregir el escape de la Galaxia.

Los valores de las predicciones, corresponden a regiones que parecen ser abundantes en el spur. En el rango de energías donde las pérdidas sincrotrón y Compton-inverso dominan al escape, el espectro es más empinado y la predicción para el espectro es $\sim E^{-3.42 \pm 0.04}$ para SN-ISM, y $E^{-3.33 - 0.02 \pm 0.02}$ para explosiones de SN-V. Estos valores son consistentes con las regiones de índices espectrales más empinados entre -1.0 y -1.3 (regiones en negro en el mapa 1.b).

Ya que los núcleos observados debido a la aceleración por shocks conducidos por SN-V tienen un espectro de energía $\sim E^{-2.67 \pm 0.03}$ (Seo et al. 1991), con el espectro de inyección de electrones obtenido de nuestras observaciones ($\langle \alpha \rangle = -0.65$), podemos derivar la dependencia con la energía del tiempo de escape, la cual resulta ser:

$$\tau_{esc} \sim E^{-0.33 \pm 0.08} \quad (4.8)$$

Este valor es consistente con la ley de Kolmogorov adoptada en las predicciones de Biermann (1993), para la turbulencia en el medio interestelar responsable de la dispersión de partículas energéticas.

Hay una gran cantidad de evidencia en favor de un espectro Kolmogorov en el ISM (Matthaeus & Zhou 1989, Rickett 1990). Un espectro de este tipo para las irregularidades magnéticas involucra una dependencia con la energía del coeficiente de transporte del tipo $\sim E^{-1/3}$. Como puede verse este valor es consistente con la Ec. (4.8).

4.5 Conclusiones

Se ha mostrado que la emisión- γ difusa detectada por el satélite de alta energía EGRET del ORG COMPTON hacia la estructura con características de spur en SCO OB2, puede explicarse en término de la emisión de electrones y protones energéticos acelerados en un shock (originado en una explosión de SN que ocurrió en el centro de la región), cuando éstos interactúan con nubes moleculares densas. Los RC ambientales, acelerados sistemáticamente en la discontinuidad por el mecanismo de Fermi de primer orden, pueden originar emisión- γ a través de la interacción con material interestelar, el cual es abundante en la zona de acuerdo a los datos observacionales recientes. En nuestros cálculos no hemos dejado ningún parámetro libre y el flujo de rayos- γ observado hacia el spur fue derivado en función del factor de compresión del shock y el campo magnético pre-shock.

Por otro lado, la comparación de los valores del índice espectral calculados en dirección al spur, con los valores predichos por los trabajos teóricos más recientes sobre el origen de RC, han sido satisfactorios.

Se enfatiza además, que los parámetros estelares usados en el modelo son los mismos que se necesitaron para interpretar la radioemisión no-térmica detectada hacia esta estructura. Así, este escenario provee un control consistente acerca del comportamiento y origen de RC acelerados en un shock.

Referencias

- Bell, A.R., 1977, MNRAS 179, 573
 Bell, A.R., 1978, MNRAS 182, 147
 Bignami, G.F., Morfill, G.E. 1980, A&A 87, 85
 Biermann, P.L., 1993, A&A 271, 649
 Black, J.H., Fazio, G.G., 1973, ApJ 185, L7
 Blandford, R.D., Ostriker, J.P., 1978, ApJ 221, L229
 Blandford, R.D., 1980, ApJ 238, 410
 Blandford, R.D., Cowie, L.L., 1982, ApJ 260, 625
 Cassé, M., Paul, J.A., 1980, ApJ 237, 236
 Cesarsky, C.J., Montmerle, T., 1983, Sp. Sci. Rev. 36, 173
 Chupp, E.L., 1976, Gamma Ray Astronomy. Dordrech: Reidel
 Combi, J.A., Testori, J.C., Romero, G.E., Colomb, F.R., 1995, A&A 296, 514
 Combi, J.A., Romero, G.E., 1995, A&A en prensa
 de Geus, E.J., Bronfman, L., Thaddeus, P., 1990, A&A 231, 137
 de Geus, E.J., Burton, W.B., 1991, A&A 246, 559
 Digel, S.W., Hunter, S.D., Mukherjee, R., 1994, ApJ submitted
 Drury, L.O'C., Markiewicz, W.J., Völk, H.J., 1989, A&A 225, 179
 Haslam, C.G.T., Klein, U., Salter, C.J. et al., 1981, A&A 100, 209
 Hermesén, W., 1990, in the Ene. Gamma Ray Exp. Tel. Sci. Sym., ed. C.
 Fichtel, S.D. Hunter, F. Stecker, F.W., 161 (NASA CP-3071)
 Hunter, S.D., Digel, S.W., de Geus, E.J., Kanbach, G., 1994, ApJ 436, 216

- Issa, M.R., Wolfendale, A.W., 1984, *Nature* 292, 430
- Lang, K.R., 1974, *Astrophys. Formulae*, pag. 253
- Lebrun, F., Huang, Y.L., 1984, *ApJ* 281, 634
- Matthaeus, W.H., Zhou, Y., 1989, *Phys. Fluids B1*, 1929
- McKee, C.F., Cowie, L.L., 1975, *ApJ* 195, 715
- Morfill, G.E., Völk, H.J., Drury, L., et al., 1981, *ApJ* 246, 810
- Morfill, G.E., Forman, M., Bignami, G., 1984, *ApJ* 284, 856
- Reynolds, S.P., 1988, in: *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, eds. G.L. Verschuur, K.I. Kellermann, Springer-Verlag, Berlin, p. 439
- Rickett, B.J., 1990, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.* 28, 561
- Seo, E.S., et al., 1991, *ApJ* 378, 763
- Stecker, F.W., 1971, *Cosmic Gamma Ray*. Baltimore: Mono Book Corp.
- Strong, A.W., Bignami, G.F., Bloemen, J.B.G.M. et al., 1982, *A&A* 115, 404
- Vrba, F.J., Strom, S.E., Strom, K.M., 1976, *Astron. J.* 81, 958
- Vrba, F.J., 1977, *Astron. J.* 82, 198
- Wiebel-Sooth, B., Biermann, P.L., Meyer, H., 24th Int. Cos. Ray Conf., Roma 1995
- Wooterloo, J.G.A., 1981, *A&A* 135, 32

Capítulo 5

Sobre el origen de la emisión- γ en la región de Ara

5.1 Introducción

La región de Ara yace en el cuarto cuadrante galáctico. Su localización al sur de la declinación -45° ha hecho de ésta, una región del hemisferio sur poco observada, a pesar de la presencia de interesantes estructuras detectadas a otras frecuencias. El experimento COS-B ha revelado la existencia de una zona de emisión de rayos- γ magnificada en los tres rangos de energía estandar entre 70-150 MeV, 150-300 MeV y 300 MeV-5 GeV. Este campo de rayos- γ está localizado a una distancia considerable del plano galáctico, donde mucha de la emisión- γ parece estar concentrada (ver por ejemplo, Bloemen 1985, 1986). Strong (1982), usando medidas del flujo de la emisión- γ , estimó una columna de densidad molecular alta para la parte central de la región. La distribución del gas interestelar (atómico y molecular) ha sido investigado por medio de absorción UV hacia algunas estrellas brillantes T-T en la región (Bohlin et al. 1978). Una de estas estrellas, HD 157246, está localizada muy cerca de la fuente de rayos- γ difusos más potente. Estudios de bandas interestelares difusas realizados por Westerlund & Krelowski (1989) sugieren que la estrella estaría oscurecida por una nube dominante.

Todas estas observaciones sostienen la hipótesis de un medio interestelar rico y particularmente activo en la región de Ara entre $-13^\circ \leq b \leq -7^\circ$. Debido a la ausencia de observaciones a gran escala del continuo de radio de esta región a otras frecuencias que 408 MHz (o sea, el survey de todo el cielo de Haslam et al. 1981), se han llevado a cabo medidas de la emisión continua a 1435 MHz de esta parte del cielo con el telescopio de 30-m del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR). Estas nuevas observaciones han permitido calcular la distribución del índice espectral en la región, y posteriormente preparar el camino para una discusión sobre la naturaleza de la emisión- γ reportada por

el grupo COS-B.

Aunque todo el cielo de rayos- γ ha sido observado durante los primeros 15 meses de operación del Observatorio de Rayos Gamma COMPTON, ningún resultado ha sido publicado aún de la región que concierne a este capítulo. Por lo tanto, la discusión estará por lo tanto basada en los reportes bien conocidos del COS-B, suministrando los elementos para una investigación futura que incluya observaciones del COMPTEL y el EGRET del GRO.

La técnica observacional y el procedimiento de la reducción de datos se describieron en el Capítulo 2. El lector puede encontrar información adicional acerca de estos tópicos en Combi et al. 1995.

En la Sección 2 se presentan los resultados observacionales nuevos, mientras que en la Sección 3 se repasan brevemente las principales observaciones a otras frecuencias disponibles en la literatura. En la Sección 4 se introduce una interpretación de los datos obtenidos basada en la interacción entre un shock y una nube molecular externa que se encuentra en la parte central de la región. Algunas consecuencias físicas de esta interpretación y las predicciones observacionales relevantes a las facilidades de ORG COMPTON se discuten en la Sección 6, así como también algunos modelos alternativos. Finalmente, en la Sección 7 se presentan las conclusiones.

5.2 Resultados

Las estructuras más interesantes reveladas por los mapas de la emisión continua después de la sustracción del background difuso son las fuentes extendidas centradas en $(l, b) \sim (335^\circ, -11^\circ)$ (la cual llamaremos de aquí en adelante 'Ara 335-11'), y $(l, b) \sim (327^\circ, -14^\circ)$. Un arco de emisión continua no observado previamente parece emerger desde el plano galáctico en $(l, b) \sim (339^\circ, -3^\circ)$, alcanza a Ara 335-11, y luego puede ser trazado otra vez hacia el plano hasta $(l, b) \sim (331^\circ, -3^\circ)$. En la Figura 1 se ha dibujado una línea continua a través de esta estructura en 1435 MHz. El arco puede ser apreciado mejor a 408 MHz (Fig. 2) debido a su naturaleza no-térmica. La región circundada por este arco es un campo vacío excepto por la presencia de una burbuja de emisión térmica alrededor de la estrella T-T (B3) HD 152478 (Lesh 1976; Rufener 1981). Seis fuentes extragalácticas potentes pueden ser observadas en los mapas, localizadas en $(l, b) \sim (325^\circ.4, -4^\circ)$, $\sim (335^\circ.2, -15^\circ.7)$, $\sim (331^\circ.8, -15^\circ.7)$, $\sim (330^\circ.8, -20^\circ.9)$, $\sim (342^\circ.3, -16^\circ.2)$ y $(l, b) \sim (340^\circ.3, -11^\circ.6)$ (Kühr et al. 1981).

En la Tabla 1 se resumen los parámetros observados y derivados para las principales radiofuentes en la región con $b < -3^\circ$. La Columna 1 le asigna un número a cada fuente con motivo de facilitar la identificación en la Fig. 1. Las Columnas 2 y 3 dan las coordenadas galácticas de las fuentes, listadas en orden creciente respecto de la longitud galáctica, mientras que en las Columnas 4 y 5 se dan los valores del pico de la temperatura de brillo y la densidad de flujo total a 1435 MHz. Para fuentes extendidas este flujo fue computado

como (Baars et al. 1965):

$$S = \frac{2k_b}{\lambda^2} \int T_B d\Omega \quad (5.1)$$

donde k_b es la constante de Boltzmann, λ es la longitud de onda y T_B es la temperatura de brillo. La integral se extiende sobre la fuente.

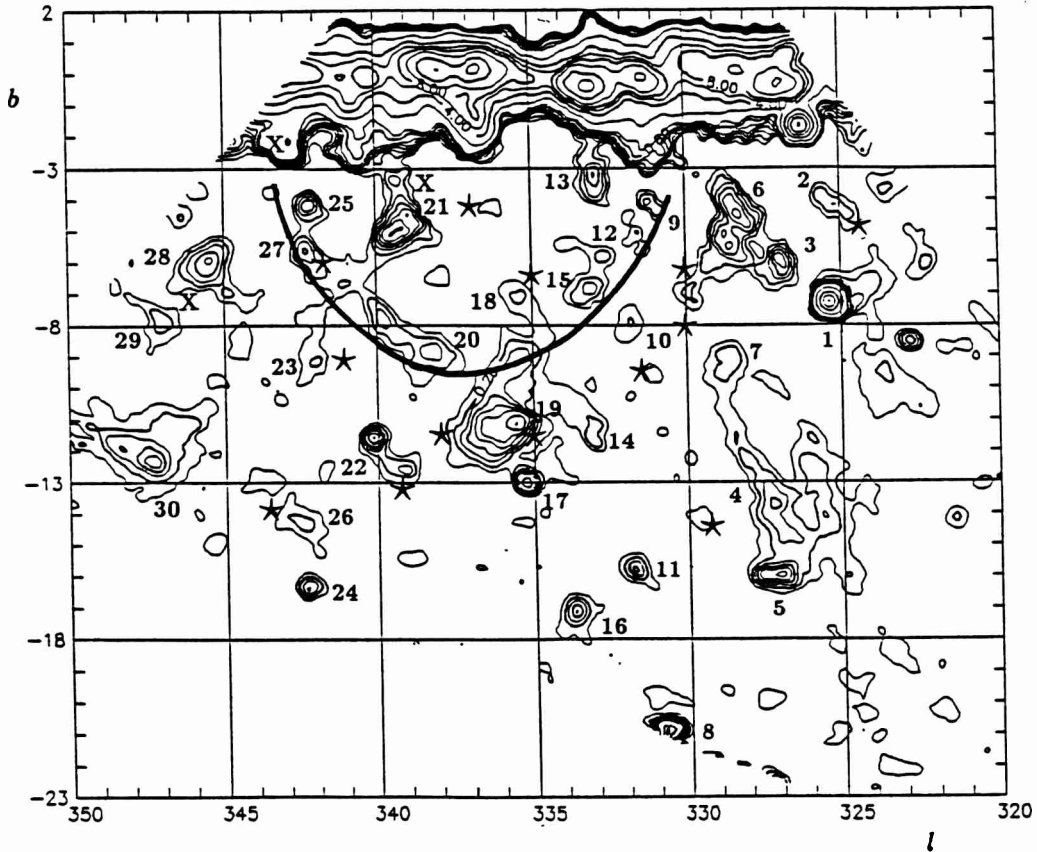


Figura 5.1: Emisión de radio continua a 1435 MHz de Ara después de la sustracción del 'background' difuso. Los contornos de las líneas están dados cada 0.1, 0.2,..., 1; 1, 2, 3,...,10; 12, 14,..., 20 K en temperatura de brillo

La Columna 7 lista los índices espectrales α calculados de acuerdo a la Ec. (2.1) del Capítulo 2. Los valores listados caracterizan la emisión en las posiciones dadas en las Columnas 2 y 3; la Fig. 3 debe ser consultada para una distribución exacta en las fuentes extendidas. Los errores de los índices espectrales se dan en la Columna 8. Finalmente, tamaños aproximados e identificaciones (cuando están disponibles) son listados en las Columnas 6 y 9 respectivamente.

Los valores de los índices espectrales dados en la Fig. 3 para las fuentes en el plano están de acuerdo con los valores dados por Mathesson et al. (1962) y Kesteven (1968). Las

Table 1. Fuentes en la región de Ara ($b < -3^\circ$)

Fuente Número	Coordenadas l b		$T_{B\max}$ [mK]	S_{1435} [Jy]	Extensión [grado \times grado]	α_{408}^{1435}	$ \Delta\alpha $	Identificaciones
1	325.3	-7.2	8840	54.8	Fuente puntual	-0.81	0.06	1610-60 ^{1,3}
2	325.4	-4.2	350	5.0	1 \times 2	-	-	-
3	326.8	-6.0	660	7.9	1.2 \times 1.5	-0.35	0.12	-
4	327.1	-13.7	420	48.5	3 \times 4	-0.72	0.14	-
5	327.1	-16.0	670	10.4	1.7 \times 1.2	0.12	0.23	-
6	328.3	-5.0	690	23.0	2 \times 1.3	-0.30	0.08	-
7	328.6	-9.1	310	6.5	1 \times 1	-0.45	0.19	-
8	330.8	-20.9	1930	12.0	Fuente puntual	-0.63	0.16	1814-63 ^{1,2,3,4}
9	331.2	-4.1	390	2.3	0.5 \times 0.9	-0.56	0.14	-
10	331.7	-8.0	220	2.5	0.7 \times 1	-0.31	0.21	-
11	331.8	-15.7	490	2.6	Fuente puntual	-0.51	0.10	1737-60 ^{1,2}
12	332.7	-5.8	370	2.1	0.5 \times 0.6	-0.40	0.18	-
13	332.9	-3.2	580	9.6	1.3 \times 2	-0.33	0.09	-
14	333.1	-11.5	340	2.3	1 \times 1.2	-0.23	0.17	-
15	333.2	-6.94	370	6.0	1.2 \times 1	-0.70	0.16	-
16	333.7	-17.1	490	3.1	Fuente puntual	-0.78	0.09	1754-59 ^{1,4}
17	335.2	-13.0	1050	6.5	Fuente puntual	-0.60	0.07	1733-56 ^{1,2,3,4,5}
18	335.5	-7.3	230	2.7	1 \times 1.5	-0.62	0.26	-
19	335.6	-11.1	1020	61.89	5 \times 5	-0.28	0.09	Ara 335-11
20	338.3	-8.9	400	9.3	2.2 \times 2	-0.42	0.17	-
21	339.4	-5.0	790	14.78	2.5 \times 2.3	-0.47	0.10	-
22	340.2	-11.5	810	5.02	Fuente puntual	-0.25	0.15	1740-51 ^{2,4}
23	342.1	-9.2	250	3.1	1 \times 2	-0.50	0.26	-
24	342.3	-16.2	450	2.8	Fuente puntual	-0.77	0.10	1814-51 ^{1,3,4,5}
25	342.3	-4.2	560	6.5	1 \times 1	-0.38	0.08	-
26	342.5	-14.2	290	5.2	2 \times 1.5	-0.51	0.30	-
27	342.5	-5.8	470	6.6	1.5 \times 1	-0.11	0.15	-
28	345.3	-6.0	510	13.7	2 \times 2.2	-0.37	0.08	-
29	346.8	-7.7	250	3.9	1 \times 1.5	-0.35	0.20	-
30	347.3	-12.4	690	29.5	4 \times 3.5	-0.26	0.12	-

¹ Ekers 1969; ² Kühr 1981; ³ Radhakrishnan 1972; ⁴ Robertson 1973; ⁵ Wills 1975

fuentes extragalácticas tienen índices espectrales en concordancia con valores previamente reportados por Ekers (1969).

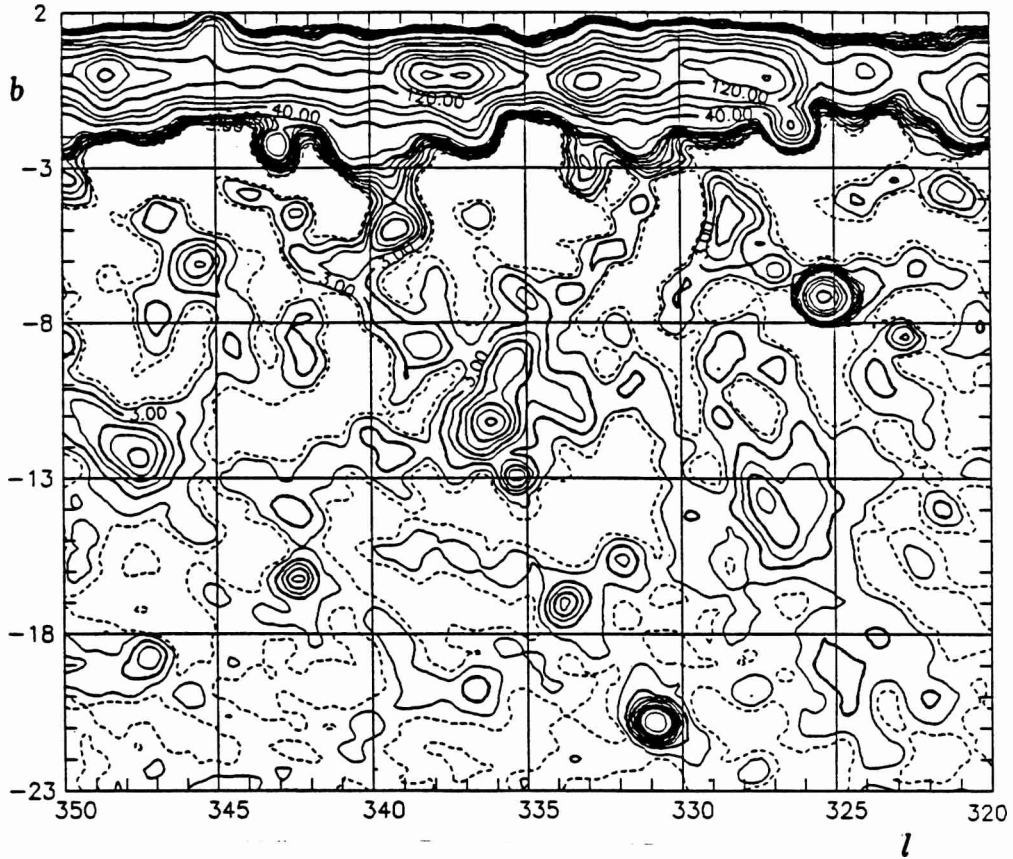


Figura 5.2: Emisión de radio continua a 408 MHz de Ara después de la sustracción del 'background' difuso. Los contornos de las líneas están dados cada 0; 1, 3,..., 11; 20, 25,..., 60; 70, 80,..., 200 K en temperatura de brillo

Entre las estructuras que no fueron detectadas con anterioridad, diferenciamos la fuente extendida Ara 335-11. Como se discutirá en la sección próxima, esta fuente coincide con el campo de rayos- γ más potente en la región. Una estrella T-T (B1 Ib) usualmente llamada γ -Ara (HD 157246) está localizada cerca del centro de la fuente y probablemente está físicamente relacionada con ésta (ver la próxima sección). Los índices espectrales dominantes en Ara 335-11 son no-térmicos. Tres regiones pueden ser distinguidas en la Fig. 3: 50 % de la fuente presenta índices con $\alpha \leq -0.7$, 40 % está en el rango $-0.7 \leq \alpha \leq -0.3$, y el resto de la emisión es una pequeña componente achatada alrededor de γ -Ara con $-0.3 \leq \alpha \leq 0.1$ (el efecto de una región HII?).

La otra radiofuente extendida potente (numerada como n° 4 en la Tabla 1) tiene también índices espectrales, en su mayoría en el rango $-0.7 \leq \alpha \leq -0.3$. Sin embargo, ésta no presenta emisión de rayos- γ significativa de acuerdo a la base de datos del COS-B.

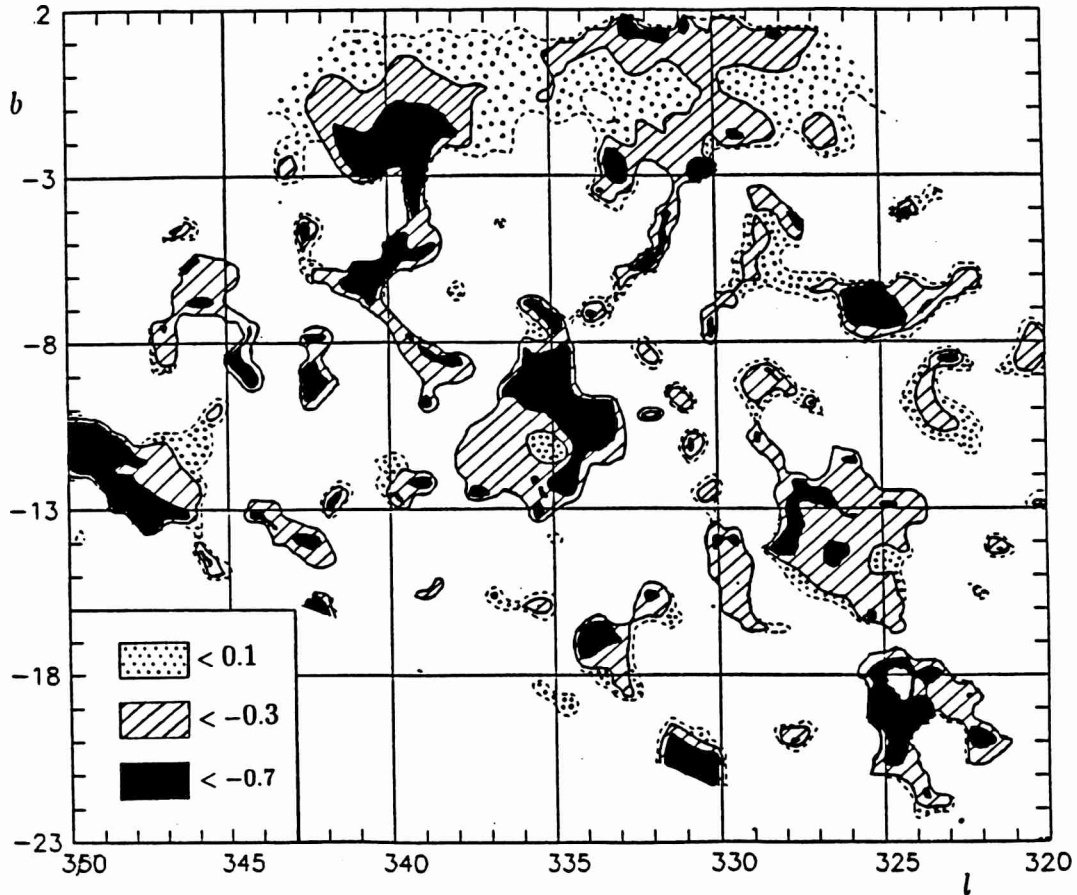


Figura 5.3: Distribución del índice espectral de la radiación en Ara

5.3 Otras observaciones

Diversos campos de rayos- γ en el rango entre 70 MeV y 5 GeV han sido detectados en la región de Ara por el satélite experimental COS-B, con muchos de ellos sobre el plano galáctico (Mayer-Hasselwander 1982; Bloemen 1985). La fuente de rayos- γ más potente para $b < -7^\circ$ en la región, coincide con la parte este de la radiofuente no-térmica Ara 335-11. El flujo de rayos- γ integrado en esta dirección es de $\sim 3.4 \times 10^{-7}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$, un valor inusualmente alto a tal distancia del plano galáctico. Las observaciones del EGRET al mismo rango de energía proveerán resultados con un orden de sensibilidad más alto. Observaciones del COMPTEL producirán datos fiables en el rango entre 1-30 MeV con una sensibilidad continua de $\sim 1.5 \times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$.

En la Fig. 1 se ha marcado por símbolos tipo-estrellas las posiciones de las estrellas T-T más brillantes ($\leq B3$) en la región (Lesh 1976; Rufener 1981). La estrella mejor estudiada de éstas es γ -Ara. Su distancia al sol ha sido estimada en 580 pc, y su masa y luminosidad son $M \sim 20 M_\odot$ y $L \sim 10^5 L_\odot$, respectivamente (Remie & Lamers 1981). La estrella está localizada aproximadamente a 1° del centro de Ara 335-11 y aproximadamente

a la misma distancia de la fuente de rayos- γ más potente en la región. Una columna de densidad total de $N(\text{HI} + \text{H}_2) \sim 5.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ hacia la estrella ha sido reportada por Bohlin et al. (1978). Westerlund & Krelowski (1989) concluyeron, sobre la base de un estudio de bandas interestelares difusas, que γ -Ara probablemente esté oscurecida por una nube dominante. Esta nube puede ser parte de una gran nube molecular cuya región más densa podría coincidir con la fuente de rayos- γ más potente localizada entre $333^\circ.5 \leq l \leq 335^\circ$ y $-11^\circ.5 \leq b \leq -10^\circ$. En la Sección 5 argumentamos que la interacción de esta nube presumible con un SNR visible a frecuencias de radio como Ara 335-11 puede ser responsable de la amplificación de la emisión de rayos- γ . De aquí en adelante, supondremos que la distancia a la estrella y a Ara 335-11 son del mismo orden, o sea, ~ 580 pcs. Con ésta suposición el radio lineal de la radiofuente es de $R \sim 20$ pc y el tamaño lineal de la región con la emisión de rayos- γ más potente es $d \sim 15$ pc.

La Figura 1 también muestra la posición de las fuentes de rayos-X: X1659-487, X1705-44 y X1735-444 (Bradt & McClintock 1983), las cuales han sido marcadas con símbolos X en el mapa. Samini (1979) ha sugerido a la primera fuente como un candidata posible a ser un agujero negro.

5.4 Una interpretación posible

La Figura 4 contiene mapas detallados de la fuente que llamamos Ara 335-11. Los mapas a 408 MHz y 1435 MHz se muestran en las Figs. 4a y 4b respectivamente. La Figura 4c muestra la distribución del índice espectral de la radiación en la fuente, mientras la emisión de rayos- γ difusos para energías en el rango de 150 MeV - 5 GeV puede ser apreciada en la Fig. 4d. Ambos, la morfología de la fuente y su naturaleza no-térmica sugieren la hipótesis de una SN para su origen. La fuente de radio más potente localizada en $(l, b) \sim (335^\circ, -13^\circ)$ en las Figs. 4a y 4b es extragaláctica (ver tabla 1) y ha sido removida de la Fig. 4c.

La burbuja térmica alrededor de γ -Ara es probablemente una región HII asociada a esta estrella. La estrella y la región HII probablemente estén embebidas en el SNR, el cual está centrado en $(l, b) \approx (336^\circ, -11^\circ)$. A gran escala, el arco de emisión no-térmica dibujado en la Fig. 1 y su campo interior vacío pueden ser el resultado de una primera explosión de SN a latitudes galácticas relativamente bajas, o sea, cerca del plano. Una estrella de segunda generación en la vecindad de γ -Ara pudo haber explotado suministrando una capa expansiva, que por medio de interacciones con un medio local denso (por ejemplo, una nube molecular difusa), pudo generar un campo de emisión- γ magnificada. Éste es en pocas palabras, el escenario que se propone para la siguiente discusión.

Comencemos por considerar la expansión de un SNR en un medio homogéneo. Si la expansión es adiabática, ésta puede ser modelada por las soluciones estandar de Sedov (Sedov 1959), las cuales implican:

$$t \approx 1.5 \times 10^3 n_{-1}^{1/2} E_{51}^{-1/2} R_1^{5/2} \text{ años} \quad (5.2)$$

$$v_s \approx 21.6 \times 10^2 R_1^{-3/2} E_{51}^{1/2} n_{-1}^{-1/2} \text{ km s}^{-1} \quad (5.3)$$

donde t es el tiempo desde la explosión, v_s es la velocidad del shock, E_{51} es la energía de la explosión en unidades de 10^{51} erg, R_1 es el radio del SNR en unidades de 10 pc y n_{-1} es la densidad del medio en unidades de 0.1 cm^{-3} . De nuestras observaciones estimamos un $R_1 \sim 2$ (ver Sección 2), y considerando las recomendaciones de Spitzer (1978) para la energía de una SN de Tipo II ($E_{51} \sim 0.4$) se obtiene:

$$t \sim 1.30 \times 10^4 n_{-1}^{1/2} \text{ años}, \quad (5.4)$$

$$v_s \sim 4.8 \times 10^2 n_{-1}^{-1/2} \text{ km s}^{-1}. \quad (5.5)$$

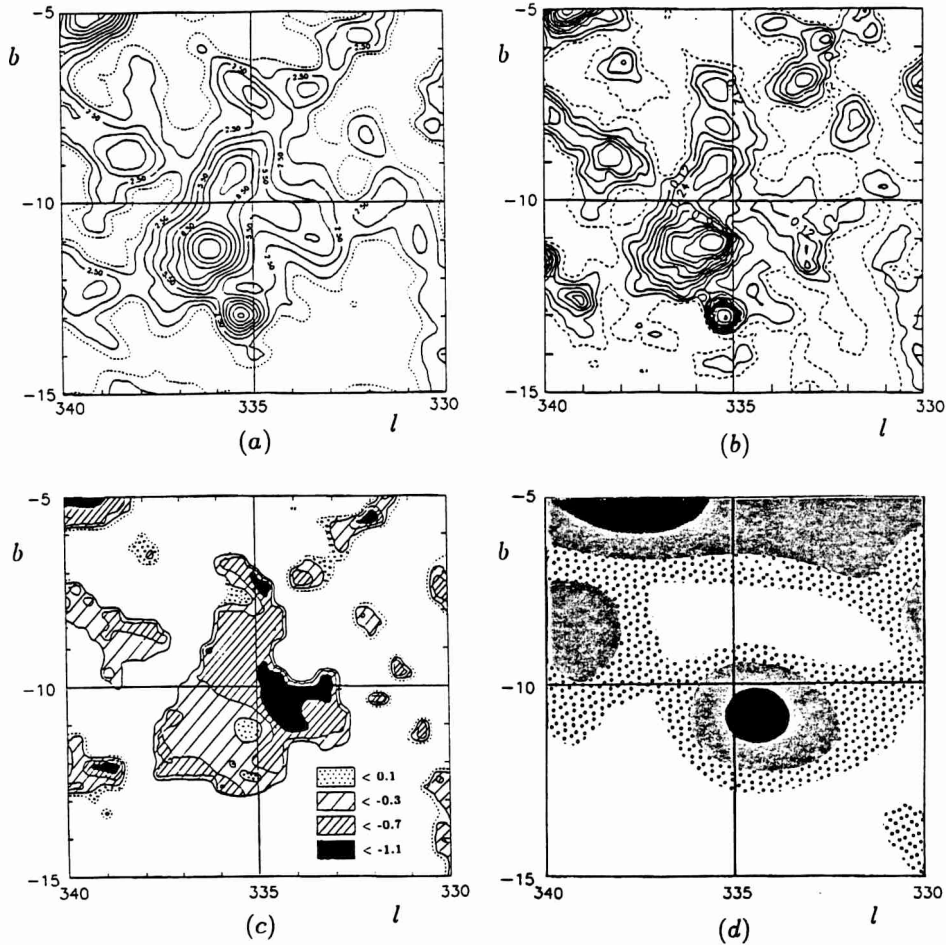


Figura 5.4: **a.** Mapa de Ara 335-11 a 408 MHz en pasos de 1.5 K. **b.** Mapa de la misma fuente a 1435 MHz en pasos de 0.06 K. **c.** Distribución del índice espectral en la fuente calculado entre 408 MHz y 1435 MHz. **d.** Mapa de la intensidad de rayos- γ de la fuente en pasos de $5 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Ya que el shock es super-Alfvénico, se espera que ocurra una aceleración significativa de RC ambientales y de partículas supratérmicas por el mecanismo de Fermi (Bell 1977, 1978; Blandford & Ostriker 1978; Blandford 1980; Drury et al. 1989). Como ha sido

puntualizado por Montmerle (1979), la presencia de partículas supra-térmicas es un requerimiento importante para este proceso. En nuestro caso, estas partículas pueden ser inyectadas por la estrella T-T vecina γ -Ara. Las colisiones nucleares de la componente hadrónica de los RC conducen a la producción de piones neutros (π^0), y en el decaimiento subsecuente, a la emisión de rayos- γ . Por lo tanto, una magnificación de la intensidad de RC en el SNR producirá una magnificación relativa de la luminosidad de rayos- γ . Con el propósito de calcular el flujo- γ esperado en la tierra desde el SNR necesitamos conocer la fracción de la energía total de la SN (E_{SN}), convertida a energía de RC (E_{RC}), en función del tiempo. En realidad, un límite superior a esta cantidad será suficiente para nuestro propósito. Morfill et al. (1981) han estimado la fracción $\theta = E_{\text{RC}}/E_{\text{SN}}$ sobre la base de unas suposiciones simples (ver también Morfill et al. 1984 para detalles). La energía de RC por unidad de tiempo que llega desde el SNR es:

$$\dot{E}(t) = k_s \epsilon_{\text{RC}} 4 \pi R_s(t)^2 v_s(t), \quad (5.6)$$

donde el punto significa la derivada con respecto al tiempo, ϵ_{RC} es la densidad de energía de los RC ambientales del background (típicamente $\sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$), R_s es el radio del SNR, v_s es dada por la Ec. (5.3), y k_s es el factor de magnificación debido a la reaceleración en el shock. Si ahora consideramos por simplicidad que el flujo de energía desde el medio no-shokeado es convertido en partes aproximadamente iguales de energía electromagnética, térmica y magnificación de RC (ver Morfill et al. 1984) podemos reescribir la Ec. (5.6) como:

$$\dot{E}(t) \approx \frac{4\pi}{3} (1 - \eta) (1/2 \mu n v_s^3) R_s^2, \quad (5.7)$$

donde η es la razón post-shock/pre-shock del flujo de energía cinética en el marco del shock ($\eta \approx 0.06$ para shocks fuertes), μ es el peso molecular medio y n es la densidad de partículas no-shokeadas. Cuando el SNR se expande de un volumen $V(t_1)$ a un volumen $V(t_2)$ la energía decrece de acuerdo a:

$$\frac{E(t_2)}{E(t_1)} = \left(\frac{V(t_1)}{V(t_2)} \right)^{\gamma-1}, \quad (5.8)$$

donde γ es el índice adiabático ($\gamma_{\text{CR}} = 4/3$). Usando las Ecs. (5.7) y (5.8) la energía total de RC acumulada en el SNR entre t_1 y t_2 puede ser calculada como:

$$E_{\text{CR}}(t_1, t_2) = \frac{2 \pi \mu n (1 - \eta)}{3 [R_s(t_2)]^{3(\gamma-1)}} \int_{t_1}^{t_2} dt v_s(t)^3 R_s(t)^{3(\gamma-1)}. \quad (5.9)$$

Usando las soluciones de Sedov ésta nos conduce a:

$$\theta \approx \frac{\pi}{5} \left[1 - \left(\frac{t_1}{t_2} \right)^{2/5} \right]. \quad (5.10)$$

Las pérdidas por radiación sincrotrón, colisiones nucleares y otros procesos no se incluyen en la derivación de la Ec. (5.10), de tal modo que ésta debe ser considerada sólo un límite superior. En nuestro caso, usamos para t_2 el valor estimado en (5.4) y suponemos

un $t_1 \sim 240$ años como el del comienzo de la fase de Sedov. El flujo de rayos- γ desde el SNR es entonces (Drury et al. 1994):

$$\begin{aligned} F(\geq 100 \text{ MeV}) &\approx 4.4 \times 10^{-8} \theta E_{51} L_{\text{kpc}}^{-2} n_{-1} \\ &\approx 3.3 \times 10^{-8} (n_{-1} - n_{-1}^{4/5}) \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (5.11)$$

donde L_{kpc} es la distancia al remanente en kpc. En la Tabla 2 damos estimaciones del modelo para diferentes valores de la densidad ambiente. Puede verse, que para una densidad relativamente alta de $n_{-1} \sim 10$ el flujo- γ observado puede deberse totalmente al SNR.

Tabla 2. Parámetros para diferentes densidades ambientales en el modelo

n_{-1} (en unidades de 0.1 cm^{-3})	0.1	1	10
t (años)	4200	13400	41970
v_s (km s^{-1})	1506	476	150
θ	0.42	0.50	0.54
F_γ ($\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	2.2×10^{-9}	2.6×10^{-8}	2.8×10^{-7}

A la inversa, para valores de la densidad más bajos, una gran parte del flujo permanece inexplicado. Ya que la columna de densidad derivada de medidas de la línea de absorción de HI L_α por Bohlin et al. (1978) parecen ser más compatibles con densidades de $n_{-1} \sim 1$ (en tal caso el flujo de rayos- γ predicho teóricamente es 13 veces más bajo que el flujo observado en Ara 335-11) se discutirá como es posible dar cuenta de un flujo adicional de $\sim 3.1 \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

El exceso de la emisión- γ puede ser explicada como la consecuencia de la interacción de una capa en expansión de SNR con una nube interestelar: la capa en movimiento puede transportar la población de partículas energéticas en la nube por convección y producir la iluminación subsecuente de la nube por el efecto de interacciones p - p . El flujo de rayos- γ esperado del decaimiento de π^0 producido en estas interacciones viene dado por (ver Aharonian 1991):

$$F(\geq 100 \text{ MeV}) \simeq 10^{-9} M_3 L_{\text{kpc}}^{-2} q_\gamma(\geq 100 \text{ MeV}) \quad (5.12)$$

donde L_{kpc} tiene el mismo significado que en la Ec. (5.11), M_3 es la masa de la nube en unidades de $10^3 M_\odot$, y $q_\gamma(\geq 100 \text{ MeV})$ es la emisividad- γ en unidades de 10^{-25} s^{-1} (átomos de H) $^{-1}$. El valor de q_γ puede ser relacionado al valor ambiental q_{γ_0} por $q_\gamma = k q_{\gamma_0}$, donde k es el factor de amplificación. Si la forma del espectro de RC en la nube no difiere significativamente de la forma del espectro de RC observado en la vecindad de la Tierra, podemos aproximar:

$$\frac{q_\gamma}{q_{\gamma_0}} \sim \frac{\epsilon_{\text{CR}}}{\epsilon_{\text{CR}_0}} = k_s \quad (5.13)$$

donde ϵ_{CR} y ϵ_{CR_0} son las densidades de energía de RC en la nube y en la vecindad de la Tierra, respectivamente. La amplificación de RC es producida por el mecanismo de aceleración de shocks difusos en el SNR. Cuando el shock y la nube interactúan los

RC sufren un proceso de convección. Así, la Ec. (5.10)⁹ puede ser usada para obtener una estimación grosera de la razón k_s (ver Morfill & Tenorio-Tagle 1983 para detalles adicionales):

$$k_s \approx \frac{3}{20} \frac{E_{SN}}{R_s(t_2)} \left[1 - \frac{R_s(t_1)}{R_s(t_2)} \right] \frac{1}{\epsilon_{CR_0}}. \quad (5.14)$$

El valor generalmente aceptado para ϵ_{CR_0} es $\sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$ (ver por ejemplo Dermer 1986). Usando la Ec. (5.14) y las soluciones de Sedov obtenemos un $k_s \sim 130$. Entonces, considerando que el exceso de flujo $F(\geq 100 \text{ MeV}) \approx 3.1 \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ se debe a la iluminación de la nube, se puede estimar la masa de la nube de la Ec. (5.12), obteniendo:

$$M_{\text{nube}} \sim 520 M_{\odot}. \quad (5.15)$$

Si toda la masa ha sido iluminada por el SNR, su tamaño lineal corresponderá a una zona de emisión magnificada como la de la Fig. 4d. Suponiendo la misma distancia que para el SNR, su tamaño es de $\sim 15 \text{ pc}$. Esto implica una densidad en la nube de:

$$n_{-1, \text{nube}} \sim 100, \quad (5.16)$$

considerando una geometría esférica y un peso molecular medio de $\sim 1.4 \text{ uma}$.

De acuerdo a la Ec. (5.14) no sólo la componente hadrónica de los RC será magnificada sino también la electrónica de éstos. Esto será reflejado en una amplificación de la emisión sincrotrón en la región. La radio luminosidad del SNR estará dada por (Biermann & Strom 1993):

$$L_{\nu} \approx 3.4 \times 10^{22} B_{\mu G}^{1.71} \omega_{-1} E_{51} \nu_{\text{GHz}}^{-0.71} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}, \quad (5.17)$$

donde $B_{\mu G}$ es la fuerza del campo magnético en unidades de μG , ω_{-1} es la eficiencia de la inyección de electrones en unidades de 0.1, y ν_{GHz} es la frecuencia en GHz. Usando valores estandar: $B_{\mu G} \sim 2.5$, $\omega_{-1} \sim 1$ y $E_{51} \sim 0.4$ (Spitzer 1978) obtenemos una $L_{1.4} \approx 5 \times 10^{22} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$, en buen acuerdo con los valores de la densidad de flujo observados y la suposición de una distancia de $\sim 580 \text{ pc}$.

En el modelo desarrollado por Biermann & Strom (1993) para la evolución del índice espectral de la emisión no-térmica de SNRs en un medio homogéneo, los índices tienen una dependencia con el radio dada por:

$$\alpha = -\frac{0.842}{1.167 + (R/R_s)^3}. \quad (5.18)$$

Esto no parece ajustar los datos, que dan un valor del índice tan empinado como -1.1 ± 0.1 en vez de -0.72 ó mayores. La razón de esto, debe ser buscada en la presencia de la nube densa mencionada para la región. La distancia desde el centro de la explosión de SN a la nube está en el rango entre 5-10 pc. La velocidad del shock dentro de la nube es (McKee & Cowie 1975; Blandford & Cowie 1982):

$$v_s = 2.37 \times 10^3 E_{51}^{1/2} R_1^{-3/2} n_{-1, \text{nube}}^{-1/2} \text{ km s}^{-1}. \quad (5.19)$$

Como la interacción entre el shock y la nube ocurre a $0.5 \leq R_1 \leq 1$, la velocidad inicial del shock en la nube está en el rango de $150 - 425 \text{ km s}^{-1}$. Por lo tanto, el shock es

capaz de ionizar y calentar la nube, y la compresión del material post-shock de la nube estará limitado por presión térmica. Esto puede hacer que el factor de compresión ξ caiga desde $\xi \sim 4$ (valor correspondiente a un shock fuerte) a valores de ~ 2.5 ó menores. Este hecho debería producir un empinamiento en el espectro de ley de potencia $f(p) \propto p^{-q}$ de electrones reacelerados dentro de la nube. El índice q está relacionado con el factor de compresión por:

$$q = \frac{3\xi}{\xi - 1}. \quad (5.20)$$

Esta ecuación es independiente de los detalles del proceso de aceleración (Blandford 1980; Reynolds 1988). El índice espectral esperado para un radio flujo continuo es $\alpha = (3 - q)/2$, por lo tanto, índices tan bajos como -1 deberían ser observados en la región donde la fuente de rayos- γ está localizada. La distribución del índice espectral que se muestra en la figura 4c refleja tal comportamiento: los índices más negativos coinciden con la región de emisión- γ más potente. Además, la presencia de la nube sobre el lado este del SNR puede explicar su morfología peculiar a radiofrecuencias, ya que las líneas de los contornos parecen estar más concentradas hacia la posición presumible de la nube (ver Fig. 4b). Como hemos visto, la velocidad del shock en la nube es marcadamente más baja que su velocidad en el sustrato circundante, produciendo de este modo la deformación subsecuente de la capa en expansión. Todos estos hechos parecen sostener *a posteriori* nuestra suposición para la distancia a Ara 335-11.

5.5 Discusión

Observaciones recientes del COMPTEL sobre el complejo de Orion han revelado emisión- γ en el rango de los 3-7 MeV (Bloemen et al. 1994). Estos rayos- γ han sido identificados con líneas de decaimiento nuclear del $^{12}\text{C}^*$ y el $^{16}\text{O}^*$ en los 4.44 MeV y 6.13 MeV, respectivamente. Bloemen et al. (1994) invocó evidencia circunstancial para sostener su hipótesis de que las líneas provenían de colisiones de núcleos energéticos de C y O con protones ambientales ó partículas- α . En una contribución posterior Bykov & Bloemen (1994) explicaron las abundancias de núcleos de C y O acelerados requeridas, a través de la propagación de material eyectado de SN de estrellas masivas. Cassé et al. (1995) han mostrado que las interacciones de los núcleos mencionados con el medio circundante pueden conducir a la producción de elementos livianos como el litio, berilio y boro. Toda esta discusión es relevante para la región bajo estudio en este trabajo. Si la hipótesis de SN desarrollada en las secciones previas es básicamente correcta, uno debería esperar que las líneas de decaimiento del carbono y el oxígeno de núcleos acelerados en la nube dominante en la región produzca emisión- γ en el rango de los 3-7 MeV, detectable por el telescopio COMPTEL del ORG COMPTON.

Una alternativa al modelo prepuesto por Bykov & Bloemen (1994) ha sido presentado por Nath & Biermann (1994). Ellos sugieren que los shocks de vientos estelares de estrellas OB pueden acelerar núcleos pesados de tal modo que no sería necesario suponer otra abundancia cósmica más que la de oxígeno y carbono para explicar las observaciones del COMPTEL. A primera vista su modelo parece ser interesante en relación a Ara 335-11 debido a la presencia de la estrella γ -Ara. Con una masa de $\sim 20 M_{\odot}$ y una razón de

pérdida de masa de $2 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ años}^{-1}$, esta estrella tiene una energía total de salida, integrada sobre su tiempo de vida en la secuencia principal de $\sim 2 \times 10^{50} \text{ erg}$, adoptando una velocidad del viento supersónico de $v_w = 2 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$. Esta energía está en el orden de la energía liberada por una explosión de SN del tipo II. Entonces, uno puede esperar que no sólo el flujo de rayos- γ en el rango del COMPTEL sea originado por el viento de la estrella sino también la fuerte emisión de rayos- γ a energías más grandes que los 100 MeV discutida en la Sección 5. Sin embargo, las observaciones a 1435 MHz imponen una restricción severa a esta interpretación última cuando se establece la naturaleza no-térmica de la radioemisión de Ara 335-11. En efecto, la aceleración de RC inducida por el proceso de vientos estelares fuera de nubes densas parece ser ineficiente para electrones (ver por ejemplo Cassé & Paul 1980). Esto no significa por supuesto que los vientos estelares de γ -Ara no jueguen un rol significativo en la física de la región, especialmente en relación con la emisión de la línea- γ . Nosotros sólo hacemos notar que la hipótesis del SNR parece ser necesaria para dar cuenta de todas las estructuras observadas.

Más allá de los detalles de la discusión, está claro que la fuente Ara 335-11 debería ser considerada en el futuro como un buen sitio, candidato para el chequeo de los desarrollos más recientes en la teoría del origen de los rayos cósmicos.

5.6 Conclusiones

En este capítulo se han reportado los resultados de las observaciones del continuo de radio a 1435 MHz de la región de Ara. Estas observaciones se usaron, junto a las observaciones a 408 MHz realizadas por Haslam et al. (1981), para determinar la distribución del índice espectral de la región. Una estructura interesante de origen no-térmico (llamada aquí ‘Ara 335-11’) ha sido detectada a gran latitud galáctica. Se sugiere que esta fuente podría ser el resultado de una SN de segunda generación cuyo remanente se está expandiendo a través de un ISM nuboso. Se supone la siguiente secuencia de eventos: una primera SN explotó cerca del plano galáctico barriendo el ISM. En el sustrato homogéneo resultante una nueva generación de estrellas se formó. Una de estas estrellas, cercana a γ -Ara, se convirtió en SN produciendo una capa de expansión no-térmica. Cuando esta capa interactúa con una nube vecina, una región de emisión de rayos- γ potente se formó: la componente hadrónica de los RC amplificados condujo a la producción de π^0 por interacciones $p-p$ y el decaimiento subsecuente produjo una amplificación en el flujo de los rayos- γ desde la parte del SNR en interacción con la nube. Este argumento provee una representación fructífera de diversas estructuras observadas: el arco no-térmico el cual parece emerger desde el plano, la naturaleza no-térmica y la morfología peculiar de la radiofuente Ara 335-11, y la emisión de rayos- γ de alta energía solapada con ésta. Los distintos parámetros que se han estimado para este contexto (radio, edad y velocidad del SNR, masa y densidad de la nube) reposa fuertemente sobre la suposición que la distancia al SNR es del mismo orden que el de la estrella γ -Ara. Observaciones futuras de la emisión- γ con mejor resolución y sensibilidad podrán proveer evidencia importante para confirmar o rechazar esta hipótesis.

Referencias

- Aharonian F.A., 1991, *Ap&SS* 180, 305
Baars J.W.M., Mezger P.G., Wendker H., 1965, *A&A* 92, 156
Bell A.R., 1977, *MNRAS* 179, 573
Bell A.R., 1978, *MNRAS* 182, 147
Biermann P.L., Strom R.G., 1993, *A&A* 275, 659
Blandford R.D., Ostriker J.P., 1978, *ApJ* 221, L229
Blandford R.D., 1980, *ApJ* 238, 410
Blandford R.D., Cowie L.L., 1982, *ApJ* 260, 625
Bloemen J.B.G.M., 1985, Ph. D. Thesis, University of Leiden
Bloemen J.B.G.M., Strong A.W., Blitz L., Cohen R.S. et al., 1986, *A&A* 154, 25
Bloemen H., Wijnands R., Bennett K., Diehl, R. et al., 1994, *A&A* 281, L5
Bohlin R.C., Savage B.D., Drake J.F., 1978, *ApJ* 224, 132
Bradt H.V., McClintock J.E., 1983, *ARA&A* 21, 13
Bykov A., Bloemen H., 1994, *A&A* 283, L1
Cassé M., Paul J.A., 1980, *ApJ* 237, 236
Cassé M., Lehoucq R., Vangioni-Flam E., 1995, *Nat* 373, 318
Combi J.A., Testori J.C., Romero G.E., Colomb F.R., 1995, *A&A* 296, 514
Dermer C.D., 1986, *A&A* 157, 223
Drury L.O'C., Markiewicz W.J., Völk H.J., 1989, *A&A* 225, 179
Drury L.O'C., Aharonian F.A., Völk H.J., 1994, *A&A* 297, 959
Ekers, J.A. (ed.), 1969, *Aust. J. Phys. Astrophys. Suppl.* 7, 1
Haslam C.G.T., Wilson W.E., Graham D.A., Hunt G.C., 1974, *A&AS* 13, 359
Haslam C.G.T., Klein U., Salter C.J. et al., 1981, *A&A* 100, 209
Kesteven M.J.L., 1968, *Aust. J. Phys.* 21, 369
Kühr H., Witzel A., Pauliny-Toth, Nauber U., 1981, *A&AS* 45, 367
Lesh J.R., 1976, *ApJ* 208, 135
Matheson D.S., Healey J.R., Rome J.M., 1962, *Aust. J. Phys.* 15, 353
Mayer-Hasselwander H.A., Bennet K., Bignani G.F. et al., 1982, *A&A* 105, 164
McKee C.F., Cowie L.L., 1975, *ApJ* 195, 715
Montmerle T., 1979, *ApJ* 231, 95
Morfill G.E., Völk H.J., Drury L. et al., 1981, *ApJ* 246, 810
Morfill G.E., Tenorio-Tagle G., 1983, *Space Sci. Rev.* 36, 93
Morfill G.E., Forman M., Bignami G., 1984, *ApJ* 284, 856
Nath B.B., Biermann P.L., 1994, *MNRAS* 270, L33
Radhakrishnan V., Murray J.D., Peggy Lockhart, Whittle R.P. J., 1972, *ApJS* 24, 15
Reich P., Reich W., 1988, *A&AS* 74, 7
Remie H., Lamers H.J.G.L.M., 1982, *A&A* 105, 85
Reynolds, S.P., 1988, in: *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, eds. G.L. Verschuur, K.I. Kellermann, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, p. 439
Robertson J.G., 1973, *Aust. J. Phys.* 26, 403
Rufener F., 1981, *A&AS* 45, 207
Samini J., Share G.H., Wood K., Yentis D. et al., 1979, *Nat* 278, 434
Sedov L.I., 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, Wiley, New York
Sofue Y., Reich W., 1979, *A&AS* 38, 251

- Spitzer L., 1978, Physical Processes in the ISM, Wiley, New York**
Strong A.W., Bignami G.F., Bloemen J.B.G.M. et al., 1982, A&A 115, 404
Westerlund B.E., Krelowsky L., 1989, A&A 218, 216
Wills B.J., 1975, Aust. J. Phys. Suppl. 38, 1

Capítulo 6

Conclusiones

Con las observaciones recientes del continuo de radio centrado en 1435 MHz y datos previos de la emisión continua a 408 MHz se ha obtenido información espectral a gran escala de dos amplias regiones situadas en el hemisferio sur: Upper-Sco y Ara. Ya que la emisión de radio a frecuencias relativamente bajas provee la mejor información de la emisión sincrotrón producida por poblaciones de electrones energéticos, ésta nueva base de datos (ahora disponible para quién la solicite) se ha complementado con observaciones de la emisión- γ difusa galáctica, detectada por los satélites de alta energía COS B y COMPTON, con el propósito de inferir la presencia de componentes de alta energía en el ISM de ambas regiones.

Entre los resultados más interesantes obtenidos de las observaciones a 1435 MHz se destacan, con respecto a la región de Upper-Sco, la detección de una estructura tipo-spur, la cual después de filtrar el background difuso y calcular la distribución del índice espectral entre 408 MHz y 1435 MHz, resultó ser predominantemente no-térmica. Sobre esta estructura recientemente varios campos de rayos- γ fueron detectados por el EGRET del ORG COMPTON. Con respecto a la región de Ara, se ha detectado una fuente de emisión no-térmica potente situada en el centro de la región, semi-solapada con una fuente de emisión de rayos- γ .

La emisión no-térmica y la emisión- γ detectada hacia estas estructuras conforman un grupo de medidas indirectas de la presencia de rayos cósmicos en la región. Con motivo de investigar el comportamiento de estas partículas en estas regiones, se elaboraron modelos basados en los datos obtenidos, que permiten interpretar el posible origen e interacción de estas partículas con el material interestelar existente en la zona.

Para explicar la naturaleza de la emisión no-térmica y la emisión- γ detectada en dirección a la gran estructura tipo-spur en Upper-Sco, se desarrolló un modelo basado en la interacción de un shock fuerte de un remanente de supernova en expansión, con un medio interestelar nuboso. Los valores de los índices espectrales calculados entre 408 MHz y 1435 MHz pueden ser explicados si un mecanismo de Fermi de primer orden está operando en el frente de onda. En este escenario, las partículas supratérmicas son aceleradas sis-

temáticamente por dispersión entre inhomogeneidades magnéticas a través de un proceso de convección por el flujo de partículas convergente desde la región pre-shock. Del mismo modo, la emisión- γ difusa observada recientemente hacia esta estructura por el detector de rayos- γ de alta energía EGRET, también puede ser interpretada a través de la presencia de un shock fuerte, ya que no sólo la componente electrónica de los rayos cósmicos ambientales puede ser amplificada en el frente, sino también la componente hadrónica, la cual transporta una gran cantidad de energía. En este marco, varios parámetros físicos han sido estimados con unas suposiciones simples.

Con respecto a la región de Ara, una fuente de potente radioemisión no-térmica fue detectada en el centro de la región, donde el satélite COS B había revelado la existencia de una zona de emisión de rayos- γ amplificada en el rango de energías entre 70 MeV y 5 GeV. A partir de toda esta evidencia observacional, se desarrolló un modelo basado en la interacción de un remanente de supernova en expansión con una nube molecular gigante. Cuando la capa en expansión choca con una nube cercana, una zona de emisión- γ debió formarse, inducida por la interacción de rayos cósmicos acelerados en el shock con el material de la nube. Este escenario, provee una representación adecuada de diversas estructuras observadas a frecuencias distintas, y permite estimar parámetros físicos diferentes concernientes al comportamiento de los rayos cósmicos en la región.

El rango de valores de los índices espectrales no-térmicos identificados en las principales fuentes estudiadas, ya sea, el spur en Upper-Sco o la fuente Ara 335-11 en la región de Ara, tienen relación directa con los espectros de inyección, escape y pérdidas predichos por Biermann (1993) para el comportamiento de RC en diferentes bandas de energía. Los ajustes recientes del espectro de electrones obtenidos de todos los datos disponibles de la literatura, también están dentro del rango de los índices espectrales calculados en las fuentes. Esto muestra que diferentes rasgos del comportamiento de estas partículas evidentemente están ocurriendo en estas direcciones.

La gran cantidad de datos aportados por esta tesis son de gran interés en el campo de la astrofísica de alta energía, como así también en aquellos tópicos relacionados al medio interestelar y la estructura galáctica. Los modelos introducidos proveen un control consistente del origen, confinamiento y propagación de los rayos cósmicos a través del medio interestelar y su interacción con la materia interestelar difusa.

Agradecimientos

La tarea científica emprendida en la conformación de esta Tesis no ha sido nada simple. Este trabajo donde observación y teoría se unen con el único fin de brindar información sobre fenómenos poco entendidos hasta el presente, ha arrojado resultados satisfactorios, a pesar de todo. Estaría realmente equivocado si creyera que solo podría haber llevado a cabo semejante empresa. Es por eso, que deseo agradecer en estas pocas líneas a todos los que de alguna manera u otra aportaron sus conocimientos a esta Tesis.

El Dr. R. Colomb facilitó el instrumental utilizado y las instalaciones del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR). J. Larrarte, E. Hurrell, A. Bava y J. Sanz (todos del IAR) hicieron un gran aporte en la construcción y mantenimiento de la Antena II con la que se desarrollaron las observaciones. Con los Drs. I. Azcárate (IAR), M. Arnal (IAR, UNLP) y C. Olano (IAR) he tenido conversaciones fructíferas que evidentemente han enriquecido a mi formación como investigador. Paula Benaglia (IAR) y Santiago Pérez Bergliaffa (UNLP) colaboraron incansablemente en la pesada tarea de leer algunos manuscritos. El Prof. Dr. Peter Biermann (Bonn) ha enfatizado el poder de estas observaciones y con sus críticas y sugerencias sobre el Capítulo 5, ha estimulado mi interés sobre los rayos cósmicos. El Dr. Héctor Vucetich (UNLP) con su idoneidad científica y humildad, fue un constante alentador en mis primeros años como investigador, y aún sigue siéndolo. Con mi amigo Gustavo Romero (IAR), compañero incansable en la investigación, hemos atravesado numerosas calamidades, que hoy ya quedaron en el pasado y nada han influenciado sobre los que realmente queremos trabajar e investigar.

Un investigador conciente en los primeros años de su carrera usa cada minuto de su tiempo para evolucionar. Mi familia sabe que el tiempo que ha llevado la construcción de esta Tesis no lo he perdido en vano. Es por eso que, a mi madre Paulina Abregú, a Cristina Ariccia, a mi amada y paciente esposa Fabiana Pauletich y a mi adorado hijo Luciano Combi también quisiera mencionarlos en estas pocas líneas por su constante apoyo y por todo el tiempo que de alguna manera sacrifiqué en realizar este trabajo y no pude compartir con ellos, al menos hasta hoy.

Jorge A. Combi